



Interactions couplées océan-atmosphère à méso-échelle dans le Pacifique Sud-Est

Véra Oerder

► To cite this version:

Véra Oerder. Interactions couplées océan-atmosphère à méso-échelle dans le Pacifique Sud-Est. Océan, Atmosphère. UPMC - Université Paris 6 Pierre et Marie Curie, 2016. Français. NNT : . tel-01336994

HAL Id: tel-01336994

<https://hal.science/tel-01336994>

Submitted on 15 Jul 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité : Physique

École doctorale : « Sciences de l'Environnement d'Ile de France »

réalisée

au Laboratoire d'Océanographie et du Climat

présentée par

Véra OERDER

pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de la thèse :

**Interactions couplées océan-atmosphère à méso-échelle dans le
Pacifique Sud-Est**

soutenance prévue le 30 mars 2016

devant le jury composé de :

M.	Francis Codron	Président du jury
M.	Hervé Giordani	Rapporteur
M.	Achim Wirth	Rapporteur
M.	Jean-Luc Redelsperger	Examineur
M.	Gurvan Madec	Directeur de thèse
M.	François Colas	Codirecteur de thèse
M.	Vincent Echevin	Codirecteur de thèse

A la mémoire d'Abel Ayala Garcia

Remerciements

Je voudrais remercier tous mes directeurs de thèse pour avoir encadré mes recherches, en particulier François et Vincent, qui m'ont accompagné depuis mon année de master 2. Vincent, écoutant mon intérêt pour la région du Pérou-Chili, a accepté de me prendre en stage et m'a donné la possibilité de le poursuivre pendant un an, à Lima. On ne pense pas toujours que devenir directeur de thèse peut donner le tract. Si François l'a peut-être eu au moment d'encadrer sa première thèse de doctorat (en France), il peut en tout cas être assuré qu'il a parfaitement joué son rôle. François et Vincent m'ont consacré beaucoup de temps pour me permettre d'entrer dans le monde de la recherche, en accompagnant toute ma progression de leurs conseils judicieux et ceci, malgré mon caractère plutôt têtue. Je les remercie, par ailleurs, d'avoir accepté que je voyage très souvent au Pérou. Les discussions avec Gurvan furent également toujours très fructueuses.

Je souhaiterais aussi remercier mon jury pour avoir accepté de se pencher sur mon travail, pour leurs rapports sur ce manuscrit et pour les échanges durant la soutenance. Hervé Giordani et Florian Lemarié ont, de plus, fait partie de mon comité de thèse et leurs conseils furent particulièrement utiles au cours de ma thèse.

Je voudrais également dire merci à toute l'équipe du projet PULSATION, sans le travail de laquelle cette thèse n'aurait pas pu avoir lieu. Grâce à ce projet, j'ai eu la possibilité de participer à de nombreux congrès, workshops et écoles d'été. Je tiens à remercier en particulier Sébastien Masson, porteur du projet, qui a toujours été disponible pour m'aider lorsque j'avais des questions sur le code du modèle. Merci également à Sarah Berthet : nous avons débuté ensemble notre participation à ce projet avec un workshop aux Canaries, et une réadaptation de la vie latino-américaine à la vie parisienne, cela ne s'oublie pas. Si elle a l'instinct particulièrement sûr en matière de pizzas, elle n'a toujours pas mangé de vraies mogettes, mais j'espère remédier un jour au problème. Mes remerciements vont aussi à Swen, avec qui la collaboration, en comparant nos scripts et nos résultats, a également été très fructueuse, et qui m'a accompagné dans ma quête de légumes à Vienne (avec moins de succès, il faut le reconnaître). J'ai, par ailleurs, apprécié l'aide et les conseils de Christophe tant pendant mon stage que pendant ma thèse. Enfin, les discussions avec Patrick Marchesiello furent également très intéressantes.

Les thésards du LOCEAN ont joué un rôle important pendant ma thèse, pas uniquement sur le plan scientifique, et je les remercie pour ces 3 années de thèse. En particulier Joan, Johanna et Marta, pour avoir partagé avec moi plus qu'un bureau, Marta, Martin et Anthony, qui m'ont aidé dans l'impression et la remise de mon ma-

nuscrit, ainsi qu'Alice toujours dynamique, et suffisamment persévérante pour réussir à m'emmener courir.

De manière plus générale, je voudrais remercier l'ensemble du LOCEAN, le service administratif (en particulier Dany et Céline qui furent d'une grande aide) et les informaticiens, qui réussirent plus d'une fois à calmer Karl (mon ordinateur) lorsque le travail de thèse lui montait à la tête.

Mes collègues du centre de modélisation de l'IMARPE m'ont toujours très chaleureusement accueilli et intégré à leur équipe. J'espère pouvoir poursuivre cette collaboration. Merci Jorge Tam, Dante, Hans, Yvan, Aldo, Daniel, Cinthia, Carlos, Jorge Ramos, Dany, Ricardo et les autres.

Je tiens également à remercier mes parents, qui m'ont toujours encouragé et fait confiance. Ils ont toujours soutenu mes projets, aussi excentriques soient-ils. Ma mère m'a beaucoup aidé matériellement et moralement pendant la rédaction de ma thèse et la préparation de la soutenance, et mon père a accompagné ma thèse en se lançant dans un projet au moins aussi ambitieux et plus solitaire qu'une thèse, qu'il était sans doute le seul à pouvoir réaliser.

Je voudrais aussi remercier Hélène et Matthieu (et Sam et Balou), pour m'avoir hébergé pendant les 6 derniers mois de ma thèse avec tellement d'hospitalité qu'ils ont dormi dans leur salon en refusant que je dorme ailleurs que dans leur chambre. Merci aussi d'avoir pris soin d'améliorer ma culture cinématographique, j'ai passé de très bons moments avec vous.

J'ai une pensée particulière pour le petit Abel, qui n'a vécu de cette thèse que les 6 premiers mois. Merci pour tous les coups de main que tu nous a donnés, les blagues échangées et les moments partagés, nous ne t'oublions pas.

Merci aussi à Françoise et Danielle, d'être venues jusqu'à Paris pour ma soutenance, pour le tube à poster, les impressions, scans, et bien d'autres choses encore en réalité.

Enfin, et tout particulièrement, je ne pourrais pas assez remercier Jose, toujours là pour moi, qui a attendu pendant 10 ans que je fasse mes études à l'autre bout du monde et m'a accompagné tout au long de ces années avec beaucoup d'amour, de confiance et de complicité. Eres unico, Juntos Venceremos.

Table des matières

Préambule	1
Introduction	5
0.1 Les interactions couplées océan-atmosphère à meso-échelle	5
0.1.1 L'océan et l'atmosphère : un système climatique couplé	5
0.1.2 Mécanismes de la rétroaction de la meso-échelle de SST sur la TV	9
0.1.3 Impacts du couplage à meso-échelle	13
0.2 Le système climatique du Pacifique Sud-Est	14
0.2.1 L'upwelling côtier du Pérou-Chili	14
0.2.2 La circulation océanique du Pacifique Sud-Est	19
0.2.3 L'activité de meso-échelle du Pacifique Sud-Est	19
0.2.4 Couplage à meso-échelle dans l'upwelling du Pérou-Chili	20
0.3 La modélisation numérique	22
0.3.1 Pourquoi utiliser des modèles ?	22
0.3.2 Des simulations forcées aux simulations couplées	22
0.4 Questions ouvertes	23
0.4.1 Relations reliant les meso-échelles de SST et de TV	23
0.4.2 Variations de l'intensité des interactions océan-atmosphère	24
0.4.3 Mécanismes de rétroaction de la meso-échelle de SST sur la TV	25
0.4.4 Impacts du couplage à meso-échelle	25
I Outils et méthodes	27
I.1 Observations	27
I.1.1 Observations satellite	27
I.1.2 Observations <i>in situ</i>	28
I.2 Modèles	30
I.2.1 Le modèle atmosphérique WRF	30
I.2.2 Le modèle océanique NEMO	36
I.2.3 Le couplage entre les deux modèles	38
I.3 Méthodologie	41
I.3.1 Caractérisation du couplage SST-vent à meso-échelle	41
I.3.2 Caractérisation des tourbillons océaniques	44

II	Réalisme des modèles	47
II.1	Evaluation des champs atmosphériques	47
II.1.1	Sensibilité à la configuration du modèle WRF forcé	47
II.1.2	Sensibilité à la configuration du modèle couplé	58
II.1.3	Les simulations couplées pluri-annuelles	63
II.2	Evaluation des champs océaniques	66
II.2.1	Etat moyen	67
II.2.2	Méso-échelle océanique	71
III	Caractéristiques du couplage à méso-échelle	75
III.1	Variabilité spatiale et temporelle du couplage	75
III.1.1	Comparaison avec les observations	75
III.1.2	Cartographie des caractéristiques du couplage	81
III.2	Sensibilité des résultats à la méthodologie	85
III.2.1	Impact du choix d'un filtrage spatial ou temporel	85
III.2.2	Variabilité en fonction des échelles spatiales	88
III.2.3	Impact de la largeur de la bande côtière	91
III.2.4	Impact du filtrage sur la relation de "Minobe"	93
IV	Mécanismes de la rétroaction de la SST sur la TV	97
IV.1	Résumé	97
IV.2	Article publié dans Climate Dynamics	98
V	Impacts sur la dynamique océanique	149
V.1	Impacts de l'influence des courants de surface sur la TV	149
V.1.1	Impacts sur la circulation océanique	150
V.1.2	Impacts sur les tourbillons océaniques	160
V.1.3	Discussion des résultats	167
V.2	Impacts de l'influence de la méso-échelle de SST	170
V.2.1	Impacts sur la circulation océanique	170
V.2.2	Impacts sur les tourbillons océaniques	175
V.2.3	Discussion des résultats	178
Conclusions et perspectives		183
VI.1	Conclusions	183
VI.1.1	Caractéristiques des interactions SST-TV à méso-échelle	183
VI.1.2	Mécanismes des interactions SST-TV	185
VI.1.3	Impact sur l'océan des interactions océan-atmosphère à méso-échelle	185
VI.2	Perspectives	187
VI.2.1	Les interactions océan-atmosphère à méso-échelle : mécanismes et conséquences	187
VI.2.2	Conséquences du couplage océan-atmosphère dans le Pacifique Sud-Est	189
A	Conséquences du changement climatique dans le Pacifique Sud-Est	191

Préambule

L'océanographie physique est une discipline qui s'est développée très tôt, dès les premiers balbutiements de la science moderne avec les grands voyages de découverte (XVI^{ème} siècle) et de d'exploration (XVII^{ème}). Très rapidement, elle s'est avérée indissociable de l'étude du climat car la dynamique océanique est largement déterminée par les conditions atmosphériques à la surface (vent, température de l'air, flux solaire incident, précipitations ...).

A l'origine, la science s'est intéressée aux systèmes climatiques marins afin de rendre la navigation plus sûre et plus rapide (la première carte du Gulf Stream par B. Franklin fut publiée en 1769). Mais si cet intérêt s'est maintenu et développé, c'est parce que les enjeux dépassent largement celui du transport maritime. En effet, les zones côtières sont très peuplées : aujourd'hui, elles concentrent plus de la moitié de la population mondiale. On prévoit même qu'en 2025, cette proportion atteindra les 3/4 ([UNESCO, 2001](#)). Ces régions sont attractives car elles sont favorables au développement de la pêche, mais aussi du commerce et du tourisme, activités extrêmement dépendantes des conditions océaniques. La proximité de la mer rend les zones côtières particulièrement vulnérables aux aléas climatiques (tempêtes, inondations ...) aussi bien que sismiques (tsunamis). Elles sont aussi affectées par l'élévation du niveau de la mer, les changements de la circulation océaniques et l'évolution des ressources halieutiques associés au réchauffement climatique.

On a longtemps considéré que l'océan subissait de façon passive l'influence de l'atmosphère qui le mettrait en mouvement. Cependant, la capacité thermique de l'eau est 1000 fois plus importante que celle de l'air et les océans recouvrent 71% de la surface terrestre, avec une profondeur moyenne de 3.7 km ([Marshall and Plumb, 2007](#)). Ils constituent donc un immense réservoir de chaleur qui va jouer un rôle important dans la régulation du climat. Les courants marins permettent notamment de redistribuer vers les hautes latitudes l'énergie solaire reçue aux basses latitudes. La capacité des océans à absorber la chaleur a également un rôle modérateur des variations climatiques à toutes les échelles. Les cyclones (taille : $\sim 100\text{-}500$ km, durée de vie : ~ 1 semaine), les moussons saisonnières (extension géographique $\sim 5\,000$ km) et le phénomène El Niño (affectant tout le bassin Pacifique avec une périodicité de quelques années) ne peuvent s'expliquer sans les transferts d'énergie entre l'air et la mer. Les océans absorbent actuellement 93% de l'excédent de chaleur dû au réchauffement climatique ([Rhein et al, 2013](#)). Ils contiennent aussi d'immenses quantités de plancton dont la photosynthèse permet de piéger le CO_2 de l'air et de produire de l'oxygène ([Ciais et al, 2013](#)). C'est d'ailleurs la plus grande source d' O_2 de la planète, devant les forêts.

Considérer que la dynamique océanique est déterminée par les conditions atmosphé-

riques en négligeant l'influence de la réponse de l'océan sur l'atmosphère, est donc une simplification qui ne tient pas compte de la complexité des échanges ayant lieu à l'interface air/mer. L'océan et l'atmosphère forment les deux composantes, étroitement liées du système climatique : on dit qu'elles sont "couplées". L'étude de leurs interactions (c'est-à-dire comprendre leurs mécanismes, les quantifier avec précision et suivre leur évolution) représente une branche importante de la recherche sur le climat.

Actuellement, la communauté scientifique s'intéresse en particulier aux échanges entre l'océan et l'atmosphère ayant lieu à petite échelle. Depuis une quinzaine d'années, les observations satellite ont notamment montré que les variations de température de la surface de la mer associées à des structures de petite taille ("meso-échelle" : de ~ 10 km à ~ 100 km) induisent des modifications de l'intensité du vent (Chelton et al, 2001). L'effet moyen sur l'atmosphère de cette meso-échelle serait loin d'être négligeable, et pourrait, par exemple, modifier la trajectoire des tempêtes à travers les bassins (Piazza et al, 2015). La modulation du vent pourrait avoir des conséquences, en retour, sur la circulation océanique (Jin et al, 2009; Hogg et al, 2009).

Ces interactions à meso-échelle ont encore été très peu étudiées dans le Pacifique Sud-Est. La compréhension des processus climatiques en jeu dans cette région revêt pourtant un intérêt particulier. Le vent longeant la côte sud-américaine entraîne une remontée d'eaux profondes froides et riches en nutriments appelée "upwelling" (Ekman, 1905). Cela favorise le développement d'une intense activité biologique. C'est pour cette raison que les ressources halieutiques du Pérou et du Chili sont uniques au monde (Bakun and Weeks, 2008). Le climat du Pacifique Sud-Est n'est pas seulement important pour les activités de pêche. La présence de la langue d'eau froide près de la côte associée à l'upwelling pourrait aussi jouer aussi un rôle dans la circulation atmosphérique de toute la zone tropicale (Large and Danabasoglu, 2006; Manganello and Huang, 2009). On ignore encore l'impact des interactions océan-atmosphère à meso-échelle sur le climat du Pacifique Sud-Est.

Cette thèse s'intéresse à l'effet de la meso-échelle océanique sur le vent à la surface de la mer, ainsi qu'aux conséquences sur la circulation océanique du Pacifique Sud-Est de la réponse atmosphérique à cette meso-échelle. Les objectifs sont d'abord de caractériser la relation entre les variations de la température de surface de l'océan et celles du vent grâce aux observations satellite. Ensuite, il s'agit d'étudier les mécanismes d'ajustement du vent à la température de la mer et son impact sur l'océan en utilisant un modèle numérique océan/atmosphère qui permet d'avoir accès à la structure tri-dimensionnelle, ce que ne permettent pas les observations satellites.

Ce manuscrit décrit d'abord l'intérêt de l'étude des interactions couplées océan-atmosphère à meso-échelle dans une région d'upwelling comme le Pacifique Sud-Est (Introduction). Le chapitre I détaille ensuite les outils et la méthodologie. La comparaison des observations et des simulations présentée dans le chapitre II permet d'évaluer nos modèles. Dans le chapitre III, nous étudions les caractéristiques du couplage à meso-échelle dans la région. Les mécanismes de la rétroaction de la température de surface sur le vent à l'interface air/mer sont analysés dans le chapitre IV. On s'intéresse ensuite aux impacts sur l'océan de la prise en compte de la meso-échelle océanique dans le couplage (Chapitre V). Enfin, dans la dernière partie de ce manuscrit, nous concluons et présentons

les perspectives de ce travail.

Introduction

0.1 Les interactions couplées océan-atmosphère à meso-échelle

0.1.1 L'océan et l'atmosphère : un système climatique couplé

a L'océan forcé par l'atmosphère à grande échelle

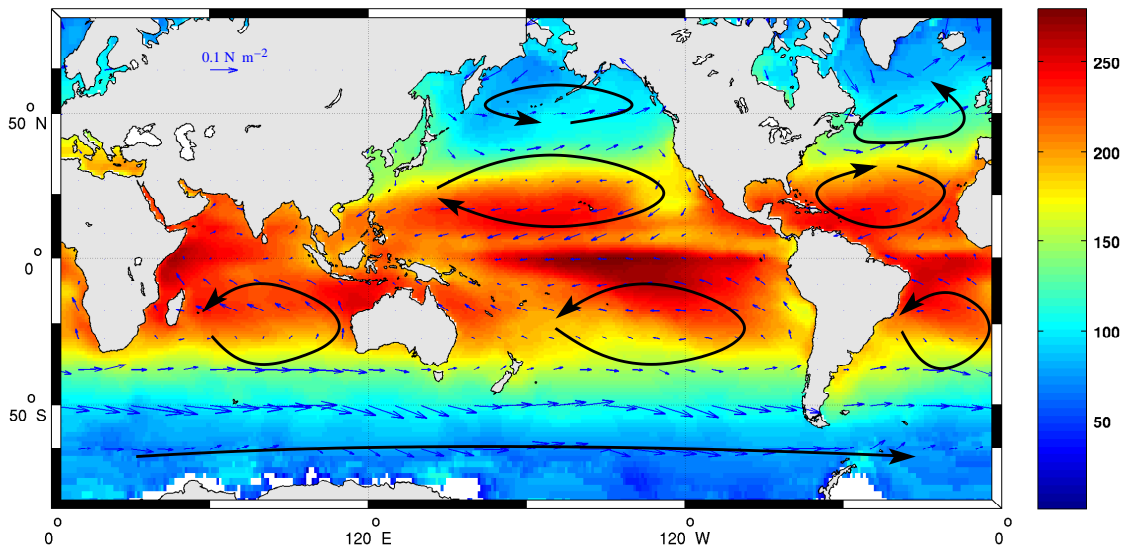


Fig. 0.1 Rayonnement solaire incident à la surface de l'océan (W m^{-2}). La tension de vent de surface (TV , en N m^{-2}) est indiquée par les flèches bleues. Observations satellite moyennées sur l'année 2007. Les flèches noires indiquent les grands gyres océaniques, créés par la TV .

A l'échelle des bassins, les conditions atmosphériques à la surface de la mer contrôlent la circulation océanique. L'intensité du rayonnement solaire incident varie selon la latitude (Fig. 0.1), ce qui entraîne des différences de température de la mer. Des hétérogénéités de salinité sont aussi créées car les taux d'évaporation, de précipitation et de formation de glace de mer ne sont pas non plus homogènes. Ces effets induisent des variations de densité de l'eau, qui sont responsables de la formation de courants marins : c'est la "circulation thermohaline" (Vallis, 2006).

A la surface de la mer, le vent exerce une force de friction appelée Tension de Vent

(TV, voir Fig. 0.1) qui crée également des mouvements dans l’océan. Les courants ainsi générés vont alors former de large gyres, représentés sur la Figure 0.1.

La circulation océanique à grande échelle est le résultat de la superposition de l’effet des variations de densité de l’eau et de celui de la TV. On parle donc d’un “forçage” de l’océan par l’atmosphère car son état est déterminé par les conditions atmosphériques.

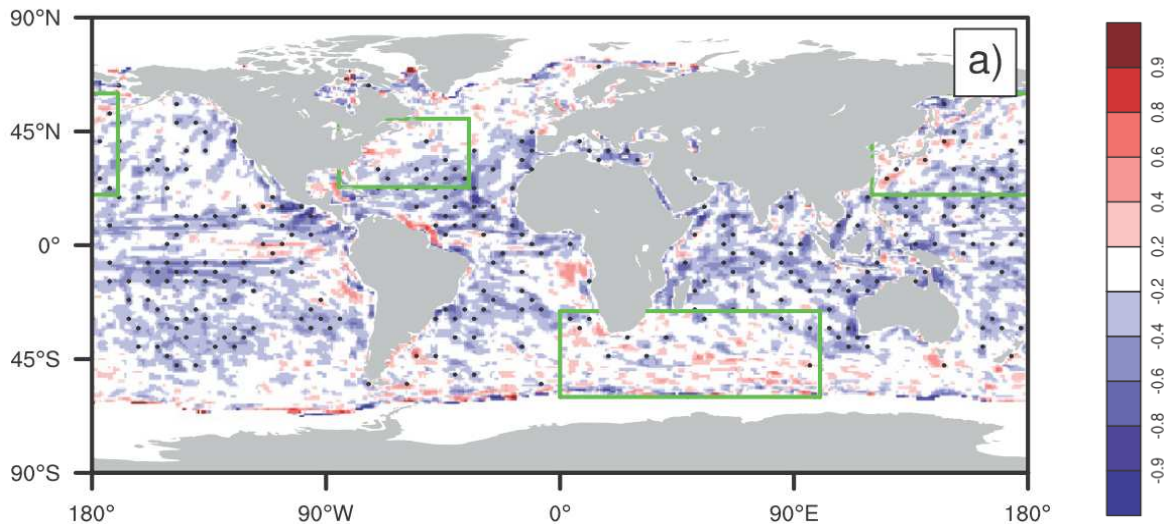


Fig. 0.2 Corrélation temporelle entre la SST et la vitesse du vent de surface. Figure issue de [Bryan et al \(2010\)](#). Les champs sont les moyennes mensuelles provenant de 4 ans de simulation à basse résolution (1° pour l’océan et 0.5° pour l’atmosphère).

La Température de Surface de la Mer (SST, pour Sea Surface Température, terme utilisé par la suite) dépend, en particulier, de la TV. Si on étudie des champs à basse résolution (≥ 100 km), les variations de l’intensité du vent de surface et de la SST sont anti-corrélées (voir Fig. 0.2, issue de [Bryan et al, 2010](#)) : plus le vent est fort (et donc plus la TV est importante), plus la SST diminue ([Liu et al, 1994](#); [Xie, 2004](#)).

Cette corrélation négative peut s’interpréter comme un forçage de l’océan par l’atmosphère car un vent plus intense induit plus d’évaporation, ce qui refroidit la surface de l’océan. Il génère aussi plus de turbulence, mélangeant les eaux superficielles chaudes avec celles des profondeurs, plus froides, ce qui tend également à diminuer la SST.

b La rétroaction de la méso-échelle océanique sur l’atmosphère

La dynamique océanique créée par le forçage à grande échelle de l’atmosphère est instable et génère de nombreux tourbillons et filaments à des échelles plus petites : on parle de structures de méso-échelle. Elles ont une taille comprise entre une dizaine et quelques centaines de km.

► Rétroaction de la méso-échelle de SST sur la TV

Les satellites nous fournissent, depuis une quinzaine d’années, des observations de SST et de TV avec une résolution d’environ 25 à 50 km. On peut filtrer spatialement

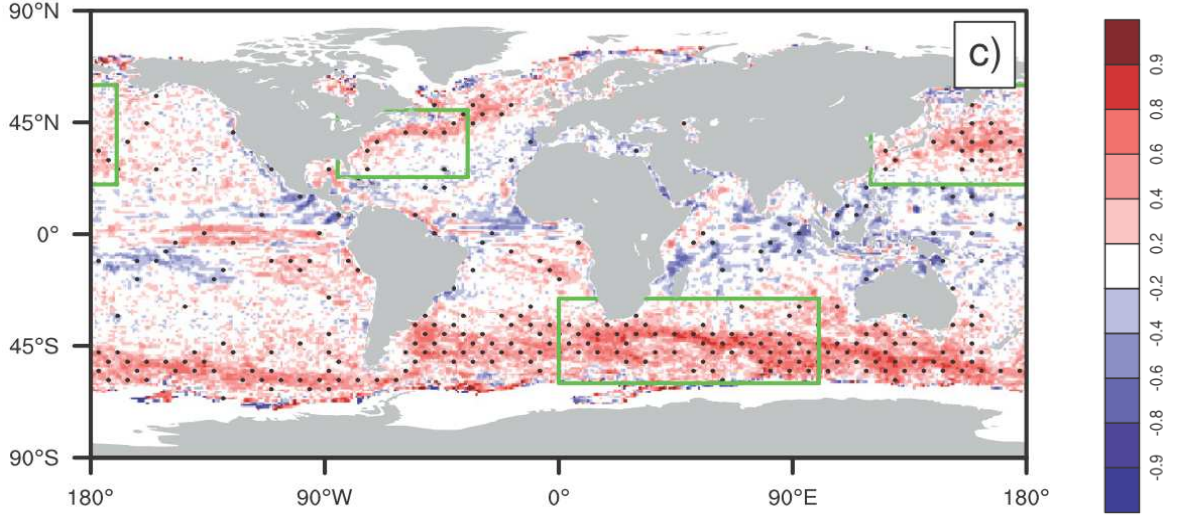


Fig. 0.3 Figure similaire à la Figure 0.2, obtenue à partir des anomalies de meso-échelle de SST et de vent issus de simulations à plus haute résolution : 0.1° pour l'océan et 0.25° pour l'atmosphère.

ces champs en retirant la grande-échelle pour ne garder alors que les structures correspondant à la méso-échelle océanique, qu'on appelle anomalies de méso-échelle. La SST et la TV apparaissent alors positivement corrélées (*e.g.* Chelton et al, 2001; O'Neill et al, 2012) : plus la SST est chaude, plus la TV est forte (Fig. 0.3). Cela a d'abord été mis en évidence dans les observations (*e.g.* Chelton et al, 2001, 2007). Des travaux de modélisation ont ensuite été capables de reproduire ce résultat (*e.g.* Maloney and Chelton, 2006; Bryan et al, 2010).

A ces échelles, on considère que ce seraient les variations de la température de l'eau qui contrôlèrent celles de TV (et non le contraire, *e.g.* Small et al, 2008; Bryan et al, 2010; Perlin et al, 2014). L'océan n'est donc pas simplement forcé de manière passive mais réagit également sur l'atmosphère. Les mécanismes expliquant l'ajustement de la TV aux anomalies de SST sont cependant encore mal connus (voir section 0.4).

Deux types de relations entre les méso-échelles de l'intensité de la TV $\|\vec{\tau}_s\|$ et de la SST ont été proposées. De nombreuses études (*e.g.* O'Neill et al, 2005; Chelton et al, 2007; Castelao, 2012; Frenger et al, 2013) ont montré une proportionnalité entre ces deux grandeurs :

$$\|\vec{\tau}_s\|' \propto SST' \quad (0.1.1)$$

Où $'$ correspond au champ de méso-échelle.

La dérivation spatiale de (0.1.1) dans les directions parallèle et perpendiculaire au vent (Fig. 0.4) montre que ces variations de l'intensité du vent vont créer des anomalies de divergence de la TV ($\text{div}(\vec{\tau}_s')$) et de l'intensité du rotationnel de vent ($\text{curl}(\vec{\tau}_s')$), proportionnelles aux composantes respectivement parallèle et perpendiculaire au vent : $\text{grad}_{dw}(SST') = \|\text{grad}(SST')\|\cos(\theta)$ et $\text{grad}_{cw}(SST') = \|\text{grad}(SST')\|\sin(\theta)$ (θ étant

l'angle orienté entre $\overrightarrow{\text{grad}}(SST')$ et $\overrightarrow{\tau}_s$:

$$\text{div}(\overrightarrow{\tau}_s') \propto \text{grad}_{dw}(SST') \quad (0.1.2)$$

$$\text{curl}(\overrightarrow{\tau}_s') \propto \text{grad}_{cw}(SST') \quad (0.1.3)$$

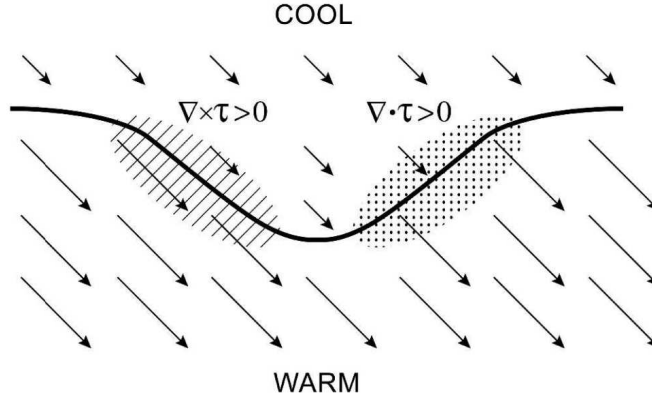


Fig. 0.4 Schéma de l'influence de la SST sur la TV au dessus d'un front. La TV de vent est plus intense du côté chaud du front. Ces variations de l'intensité de la TV créent une divergence de la TV proportionnelle à $\text{grad}_{dw}(SST)$, et donc maximale au dessus de la zone indiquée avec des points. Elles sont également à l'origine d'un rotationnel de la TV dont l'intensité est proportionnelle à $\text{grad}_{cr}(SST)$, et donc maximale au dessus de la zone hachurée. Schéma extrait de [Chelton et al \(2007\)](#).

Par ailleurs, les études de [Minobe et al \(2008\)](#) et [Lambaerts et al \(2013\)](#) ont mis en évidence une relation entre la divergence du vent à 10 m (\overrightarrow{v}_{10m}) et le laplacien de SST, en considérant $\overrightarrow{v}_{10m} \propto \overrightarrow{\tau}_s$:

$$\text{div}(\overrightarrow{v}_{10m}') \propto \text{div}(\overrightarrow{\text{grad}}(SST')) = \nabla^2(SST') \quad (0.1.4)$$

Sous ces hypothèses, on obtient alors :

$$\text{div}(\overrightarrow{\tau}_s') \propto \text{div}(\overrightarrow{\text{grad}}(SST')) = \nabla^2(SST') \quad (0.1.5)$$

ce qui diffère de (0.1.2).

► Rétroaction de la méso-échelle des courants océaniques sur la TV

Un autre type d'influence de la méso-échelle océanique sur la TV a été mis en évidence : la TV dépend en effet de l'intensité du vent relatif ([Dewar and Flierl, 1987](#)), c'est-à-dire de la différence entre la vitesse du vent (vent "absolu") et celle des courants de surface de l'océan. L'intensité des courants associés aux structures de méso-échelle peut être localement beaucoup plus forte que celle des courants moyens. Selon [Cornillon and Park \(2001\)](#), elle représente parfois plus de 10% de celle du vent relatif qu'elle module donc de façon non négligeable. La TV va donc être modifiée par la présence de courants de surface de méso-échelle.

► Rétroaction de la meso-échelle de SST sur les flux de chaleur et d'eau douce

L'influence de la meso-échelle de SST ne se limite pas à l'intensité de la TV. Les effets conjugués des anomalies de TV et de SST vont également moduler les taux d'évaporation (*e.g.* Kuwano-Yoshida et al, 2010; Byrne et al, 2015) : une SST plus chaude et une TV plus intense entraînent plus d'évaporation (et vice versa). Les variations de l'humidité de l'atmosphère au dessus des anomalies de SST vont également modifier la couverture nuageuse et les précipitations (*e.g.* Frenger et al, 2013; Piazza et al, 2015). Selon Frenger et al (2013), l'amplitude des anomalies du contenu en eau des nuages associées à la meso-échelle océanique atteint 10 % des valeurs moyennes, et celles des précipitations, environ 5 %.

Ainsi les forçages de l'océan sont localement modifiés par la méso-échelle océanique. On a donc affaire à un système climatique étroitement couplé, dont les deux composantes exercent mutuellement une influence l'une sur l'autre.

0.1.2 Mécanismes de la rétroaction de la meso-échelle de SST sur la TV

Plusieurs hypothèses ont été avancées pour expliquer la réponse de la TV à la meso-échelle de SST. Elles diffèrent notamment selon qu'on s'intéresse à des interactions SST-TV décrites par la relation (0.1.1) ou la relation (0.1.5).

a Mécanismes pouvant expliquer la proportionnalité la TV et la SST

Selon les études, quatre mécanismes ont été proposés pour expliquer la relation (0.1.1).

- Le premier expliquerait la modulation de la TV sans que le vent à 10 m ne soit modifié, l'influence de la meso-échelle de SST sur l'atmosphère s'exerçant sur la stabilité de la couche de surface atmosphérique dont l'épaisseur est limitée à quelques mètres.
- Le deuxième considère au contraire que l'effet de la meso-échelle de SST atteint le sommet de ce qu'on appelle la Couche Limite planétaire Atmosphérique (CLA) (~ 1000 m). Les variations de la hauteur de la CLA dues à la meso-échelle océanique expliqueraient celles de la TV.
- Les deux derniers mécanismes expliquent les variations de la TV par celles de la vitesse du vent dans la CLA dues à la meso-échelle de SST.

Nous allons détailler ici chacun de ces mécanismes.

► Une modification de la stabilité de la couche de surface atmosphérique

La couche de surface atmosphérique correspond à une mince épaisseur (quelques mètres au dessus de la surface) dans laquelle l'intensité du vent suit un profil logarithmique qui dépend de la TV et de la stabilité de l'atmosphère (voir schéma Fig. 0.5). L'atmosphère est dite stable (instable) quand sa température potentielle croît (décroît) avec l'altitude. Dans cette couche, la TV ($\vec{\tau}_s$) est alors reliée au carré de la vitesse du vent à l'altitude z par :

$$\|\vec{\tau}_s\| = \rho C_d^z V_z^2$$

où ρ est la densité de l'air et C_d^z est appelé coefficient de trainée, qui dépend de l'altitude z et de la stabilité de la couche de surface.

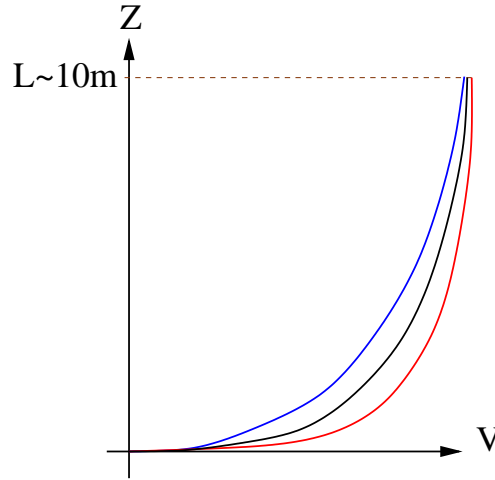


Fig. 0.5 Profils verticaux de l'intensité du vent V selon la théorie de Monin-Obukhov (Monin and Obukhov, 1954) pour une TV donnée et des conditions atmosphériques stable (bleu), neutre (noir) et instable (rouge).

Les anomalies de meso-échelle de SST vont modifier la température de l'air et induire des changements de stabilité, et donc de C_d^z dans la couche de surface. L'intensité de la TV va donc être alors localement modifiée. Liu et al (2007) a suggéré que les variations de stabilité pouvaient induire des changements de TV importants, représentant de 30 à 90 % des anomalies effectivement constatées. D'autres études ont cependant conclu à une importance plus modérée de ce processus, qui n'expliquerait que ~ 10 % des anomalies (Song et al, 2009; O'Neill et al, 2010b; O'Neill, 2012; Perlin et al, 2014). Les changements de stabilité à l'interface air-mer ne seraient donc pas suffisants pour expliquer le couplage à meso-échelle.

► Des variations de la hauteur de la couche limite planétaire atmosphérique

Dans une approche théorique, Samelson et al (2006) a relié les variations de la meso-échelle de la TV aux modifications, par la SST, de la hauteur H_{CLA} de la CLA. La CLA correspond à une épaisseur de quelques centaines de mètres à quelques kilomètres, dans laquelle la surface fait sentir son influence par l'intermédiaire de la turbulence. Le mélange vertical de quantité de mouvement induit par la turbulence atmosphérique est représenté par une tension turbulente τ (Fig. 0.6). Celle-ci est d'autant plus intense qu'on est près de la surface. La TV est la condition limite de la tension turbulente à l'interface air-mer : $\tau(z=0) = \tau_s$. On peut définir la hauteur de la CLA H_{CLA} comme l'altitude à laquelle $\tau = 0$. Les campagnes d'observations (*e.g.* Hashizume et al, 2002) ont montré qu'au dessus des anomalies chaudes (ou froides) H_{CLA} était plus grande (respectivement, plus petite). Dans un cas simplifié où $\partial_z \tau$ serait invariant (Fig. 0.6), Samelson et al (2006) a montré que les modifications de H_{CLA} conduisent à une augmentation (ou une diminution) de TV au dessus des eaux plus chaudes (respectivement, froides).

Les deux mécanismes suivants relient les variations de la TV à celles de la vitesse du

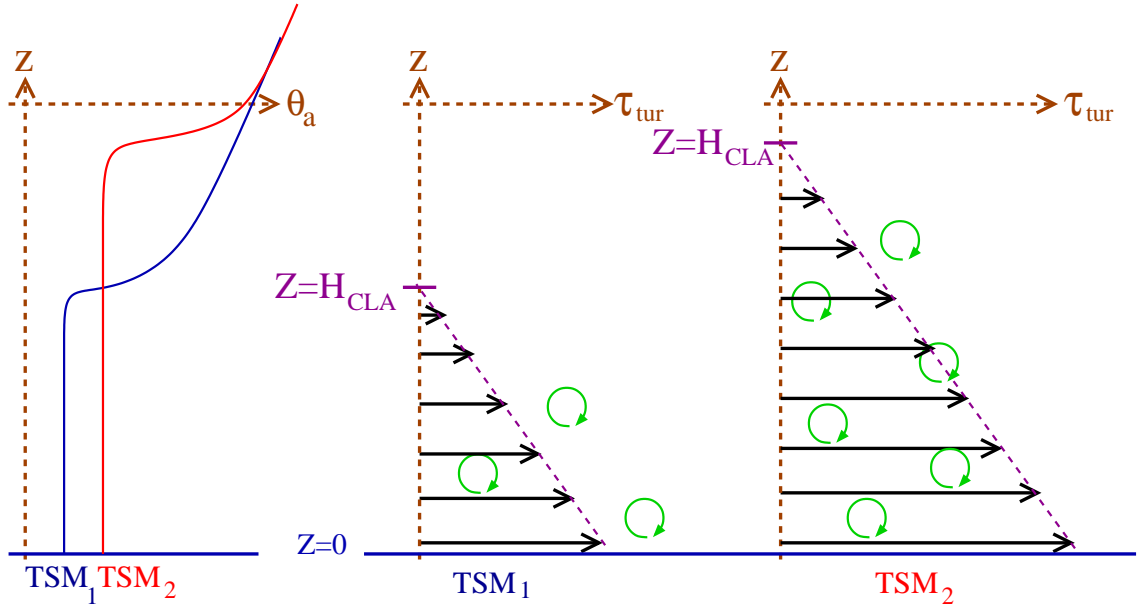


Fig. 0.6 Profils verticaux de température potentielle de l'air (θ_a) et de tension turbulente (τ_{tur}) dans la CLA pour deux températures de surface de la mer : SST_1 (profil de température bleu) et SST_2 (profil de température rouge) avec $SST_1 < SST_2$ dans un cas où $\partial_z \tau_{tur}$ est invariant. Le mélange turbulent est représenté par les cercles verts.

vent dans la CLA (au dessus de la couche de surface). En effet, la TV peut s'exprimer en fonction du vent à 10 m $V_{(z=10m)}$ par une formule dite "bulk" :

$$\|\vec{\tau}_s\| = \rho C_d^{10m} V_{(z=10m)}^2 \quad (0.1.6)$$

Le coefficient de trainée C_d^{10m} dépend de la stabilité de la couche de surface. Nous avons vu précédemment comment les modifications de la stabilité peuvent créer des anomalies de TV. Nous nous intéressons ici aux variations de TV dues à celles de $V_{(z=10m)}$.

Les variations du vent horizontal \vec{v} sont décrites par le bilan de quantité de mouvement :

$$\partial_t \vec{v} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = \partial_z \left(\frac{\vec{\tau}}{\rho} \right) - f \vec{k} \wedge \vec{v} - \frac{1}{\rho} \text{grad} P$$

P étant la pression de l'air, ρ , la densité de l'air, f , le facteur de Coriolis et \vec{k} est le vecteur vertical unité. Le premier et le second terme de cette équation correspondent, respectivement, à la tendance et l'advection du vent. Ils sont équilibrés par 3 forces :

- l'effet du mélange vertical turbulent de quantité de mouvement $\partial_z(\frac{\vec{\tau}}{\rho})$.
- la force de Coriolis $-f \vec{k} \wedge \vec{v}$
- l'action du gradient de Pression $-\frac{1}{\rho} \text{grad} P$.

Dans les deux mécanismes que nous allons présenter, les variations de meso-échelle de la SST modifient l'une de ces forces, induisant des anomalies de vent.

► Modification du mélange vertical turbulent

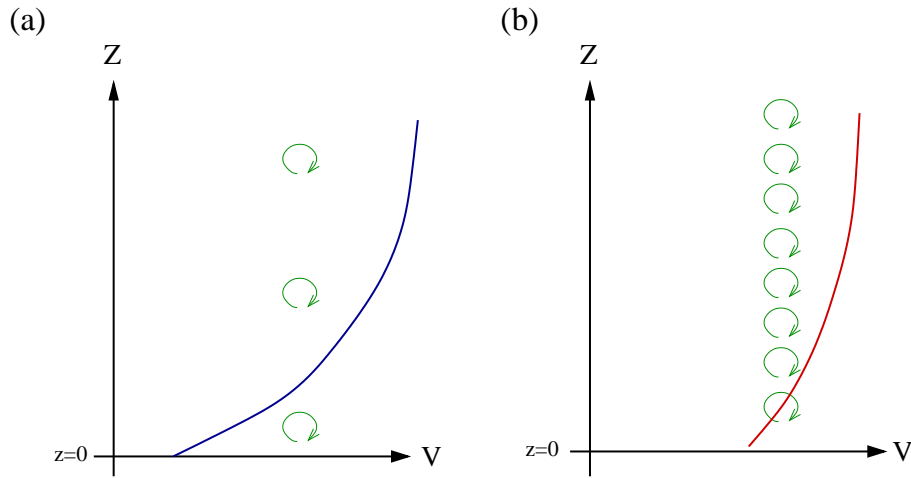


Fig. 0.7 Profil de vent dans la CLA pour deux SST. Lorsque la SST est plus chaude (profil rouge, Figure a), le mélange turbulent (en vert) est plus fort et le profil de vent est plus homogène que dans le cas où la SST est plus froide (profil bleu, Figure b). En surface ($z=0$), le vent est alors plus fort quand la SST est plus chaude.

Sweet et al (1981) et Wallace et al (1989) ont avancé l'hypothèse que les variations du vent étaient dues aux modifications du mélange vertical turbulent de quantité de mouvement. La vitesse du vent est en général plus faible près de la surface et croît avec l'altitude. Lorsque que la SST est plus chaude, l'atmosphère est plus instable, ce qui génère plus de turbulence et tend à homogénéiser le profil de vent en transférant plus de quantité de mouvement vers le bas (Fig. 0.7). Le vent de surface est donc intensifié par les anomalies de mélange turbulent. Il se passe exactement le contraire au dessus des eaux froides.

Des études récentes de modélisation numérique (Bourras et al, 2004; Kilpatrick et al, 2014; Byrne et al, 2015) ont analysé les variations des termes du bilan de quantité de mouvement. Elles ont montré que les variations du vent au dessus de fronts de SST étaient effectivement créées par les anomalies du mélange turbulent.

► Modifications du gradient de Pression

Les anomalies de SST modifient la température de l'air, ce qui peut aussi générer des variations de pression atmosphérique près de la surface. Dans un modèle théorique proposé par Lindzen and Nigam (1987), on considère que l'air est réchauffé au dessus d'un tourbillon chaud. Au niveau de la mer, la pression correspond au poids de toute la colonne d'air. Si cet air est plus chaud, il pèse alors moins lourd, ce qui diminue la pression. Au contraire, au dessus d'un tourbillon froid, elle va être augmentée. Des gradients de pression vont donc être générés au dessus des fronts océaniques, accélérant ou freinant le vent. Plusieurs études plus récentes (Small et al, 2005; Song et al, 2006) ont expliqué les variations du vent par des modifications du gradient de pression.

D'autres travaux (O'Neill et al, 2010b; Koseki and Watanabe, 2010; De Coëtlogon et al, 2014) suggèrent plutôt que les anomalies du gradient de pression et du mélange vertical turbulent sont toutes deux importantes et permettent, ensemble, d'expliquer

la relation (0.1.1).

b Mécanisme permettant d'expliquer la relation de "Minobe"

La relation (0.1.4) a été proposée par Minobe et al (2008) avec une explication basée uniquement sur les anomalies de pression. Cette étude s'appuie sur le modèle de Lindzen and Nigam (1987). Elle relie ensuite la pression, la vitesse du vent et la TV grâce à un bilan de quantité de mouvement intégré sur toute la CLA. Plusieurs hypothèses simplificatrices sont alors faites. D'abord, la TV est considérée proportionnelle à la vitesse du vent de surface, et non à son carré comme dans la relation (0.1.6). Ensuite, les gradients de pression et le vent moyens dans la CLA sont approximés par les valeurs à la surface pour obtenir la relation (0.1.4). Cependant, considérer que les champs de surface et les champs moyens sur toute la CLA sont égaux est une hypothèse forte, invalidée par des modèles numériques plus sophistiqués et prenant en compte toute la dynamique dans la couche limite (O'Neill et al, 2010b; Kilpatrick et al, 2014).

En résumé, la relation (0.1.4) a été expliquée par la modulation de la pression dans la CLA par la meso-échelle de SST (Sec. 0.1.2). Cependant, d'autres études ont également montré que les anomalies de pression créées par la meso-échelle de SST pouvaient conduire à des anomalies de TV décrites par la relation (0.1.1). Il est donc important de noter que mettre en évidence l'une ou l'autre de ces relations ne permet pas forcément de conclure directement sur le mécanisme sous-jacent.

0.1.3 Impacts du couplage à meso-échelle sur la dynamique océanique et atmosphérique

L'étude des conséquences des interactions océan/atmosphère à meso-échelle est un sujet de recherche encore très ouvert. Nous allons détailler ici les impacts qui ont déjà été mis en évidence.

a Impact de la meso-échelle océanique sur la circulation atmosphérique à grande échelle

Les sondages atmosphériques analysés par Liu et al (2007) (région du courant de retour des Aiguilles) montrent que les anomalies de température de l'air induites par celles de l'océan auraient une signature bien au delà de la CLA, jusqu'à 300 hPa. Minobe et al (2008) a également mis en évidence des vitesses verticales ascendantes associées à la présence du front de SST du Gulf Stream atteignant également 300 hPa. De plus, récemment, Piazza et al (2015) a montré que l'influence des petites structures de SST de la région du Gulf Stream s'étendait jusqu'au dessus de la mer Méditerranée, affectant particulièrement les vents troposphériques et les trajectoires des tempêtes. Ces effets seraient dus à l'influence de la meso-échelle de SST sur les ondes de Rossby dans l'atmosphère.

b Rétroaction de l'atmosphère sur la meso-échelle océanique

La réponse atmosphérique à la meso-échelle océanique a également des impacts sur l'océan lui-même, en particulier sur l'activité tourbillonnaire. D'une part, [Shuckburgh et al \(2011\)](#) a mis en évidence une atténuation de l'amplitude des anomalies de SST par la modulation des flux de chaleur et d'eau douce. D'autre part, l'effet des fines échelles de SST sur la TV semble atténuer également l'intensité de l'activité cinétique tourbillonnaire ([Jin et al, 2009](#)). Cette question fait cependant encore débat car les travaux récents de [Seo et al \(2015\)](#) montrent au contraire que cette intensité n'est pas modifiée par les interactions à meso-échelle entre la SST et l'atmosphère. [Dewar and Flierl \(1987\)](#) a suggéré que l'influence des anomalies de SST sur la TV influence la propagation des tourbillons.

Enfin, la modulation de la TV par les courants diminuerait l'intensité de la meso-échelle (*e.g.* [Eden and Dietze, 2009](#); [Zhai and Greatbatch, 2007](#); [Seo et al, 2015](#)). En effet, la circulation océanique induite par les anomalies de TV tendrait à créer des vitesses verticales ("pompage d'Ekman") qui atténuent l'amplitude des tourbillons ([Gaube et al, 2015](#)).

c Impact des interactions océan-atmosphère à meso-échelle sur la circulation océanique de grande échelle

Des études de modélisation ont analysé les modifications de la circulation due à la modulation de la TV par les courants océaniques. Dans l'Océan Austral, [Zhai and Greatbatch \(2007\)](#) et [Munday and Zhai \(2015\)](#) ont montré que l'atténuation de l'activité tourbillonnaire par les interactions entre le courant et la TV entraînerait une intensification de la circulation circumpolaire. [Hogg et al \(2009\)](#) a également étudié l'influence de la réponse de la TV aux anomalies de SST sur la circulation océanique dans un cas idéalisé. Il a montré qu'en prenant en compte les variations de TV dues à la SST, la circulation océanique est modifiée à l'échelle du bassin : les courants équatoriaux présentent alors plus de méandres et ont une extension zonale plus restreinte.

En résumé, l'océan et l'atmosphère forment un système couplé, c'est-à-dire qu'ils ont une influence réciproque. En particulier, les structures de meso-échelle océanique (anomalies de SST et de courant) entraînent des modifications de la CLA, notamment de la TV. Cette réponse atmosphérique va exercer une rétroaction sur la meso-échelle de l'océan. Cette thèse contribue à la compréhension des interactions couplées océan/atmosphère à meso-échelle en s'intéressant au Pacifique Sud-Est, région dans laquelle elles ont encore été très peu étudiées.

0.2 Le système climatique du Pacifique Sud-Est

0.2.1 L'upwelling côtier du Pérou-Chili

a La CLA dans le Pacifique Sud-Est

La circulation atmosphérique dans la région du Pérou-Chili est dominée par l'influence de l'anticyclone du Pacifique Sud-Est, qui force un vent de surface parallèle

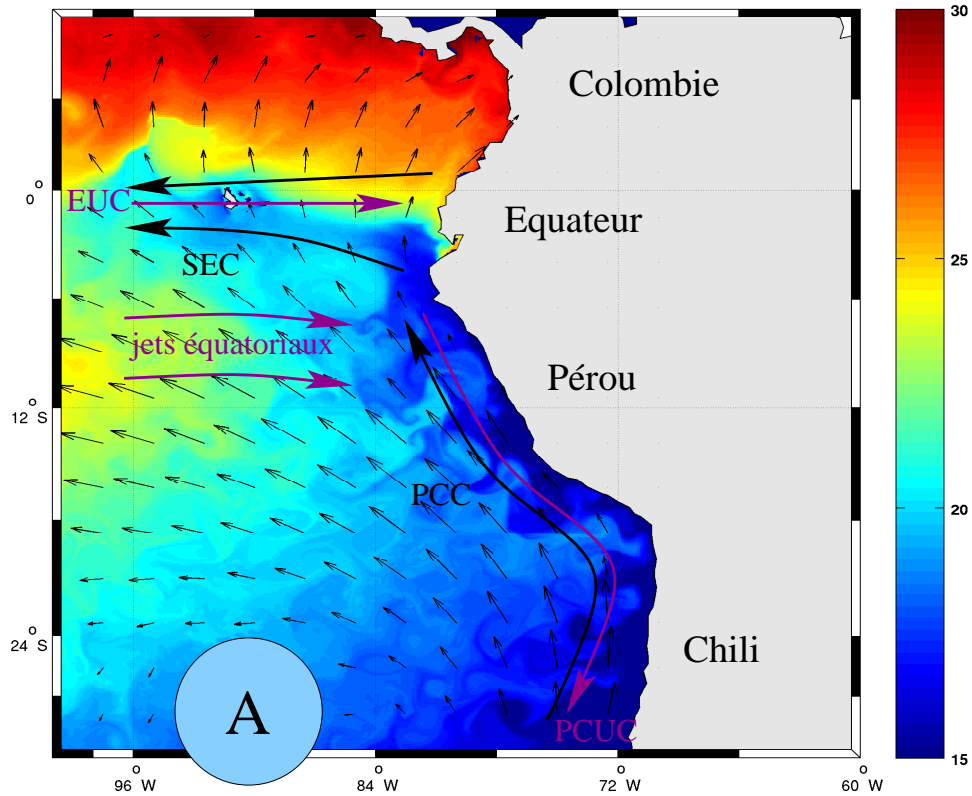


Fig. 0.8 SST ($^{\circ}\text{C}$) dans le Pacifique Sud-Est : moyenne journalière du 15 juillet 2007. La TV moyenne en juillet 2007 est représentée par les petites flèches noires. Champs issus d'une simulation régionale couplée. Les principaux courants de surface sont indiqués en noir et ceux de sub-surface, en violet. L'anticyclone du Pacifique Sud-Est est représentée par le A inclus dans le disque bleu.

aux côtes du continent sud-américain (Fig. 0.8). Le cycle saisonnier de l'intensité du vent suit les déplacements de l'anticyclone : durant l'hiver, ce dernier se situe plus au nord et la TV est alors maximale au Pérou (Strub et al, 1998). La région est également une zone de subsidence de la circulation de Walker (Holton and Hakim, 2012) et le profil vertical de température présente une couche d'inversion au sommet de la CLA (Bretherton et al, 2010). Sous cette inversion, la température de l'air diminue avec l'altitude, et elle augmente ensuite dans la couche d'inversion. Des nuages bas (stratus) vont alors se former dans cette couche (Fig. 0.9), modifiant le bilan radiatif de l'atmosphère : une partie du rayonnement solaire va être réfléchi ou diffusée par les stratus (Muhlbauer et al, 2014).

b Le phénomène d'upwelling

Les côtes du Pérou et du Chili sont le siège d'un phénomène océanique appelé upwelling de bord Est. Sous les effets combinés de la TV parallèle à la côte et de la force de Coriolis, les eaux de surface sont transportées vers le large : c'est ce qu'on

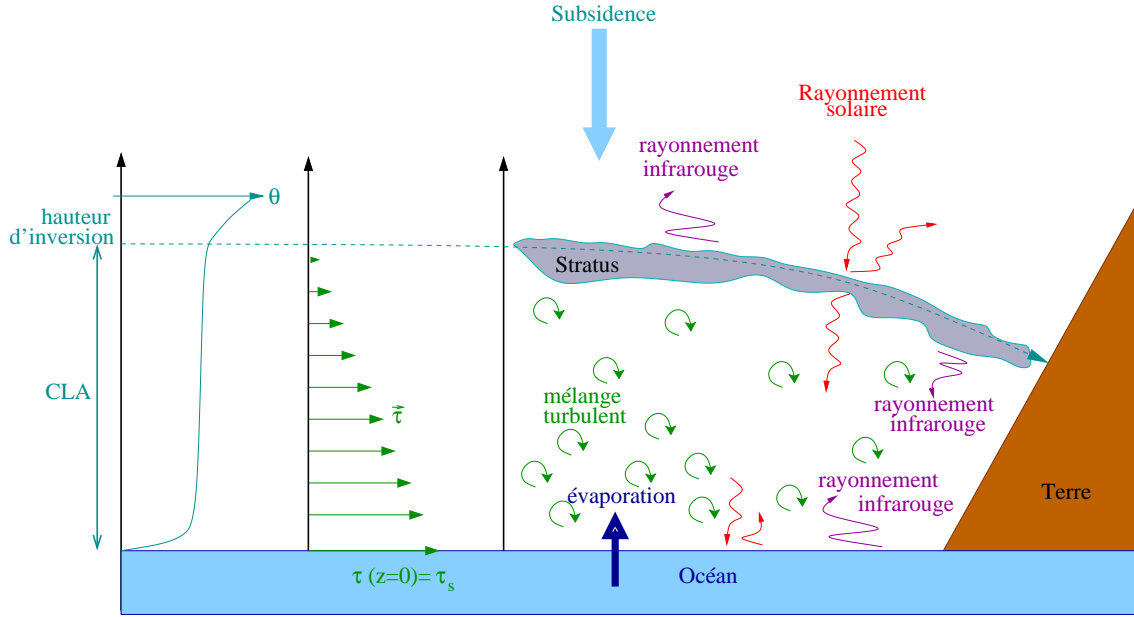


Fig. 0.9 Schéma de la CLA dans le Pacifique Sud-Est. Le profil vertical de la température potentielle est représenté en gris à gauche. Il présente une couche d'inversion au sommet de la CLA où va se former une couche de stratus. Le rayonnement de courte longueur d'onde est représenté en rouge, et le rayonnement infrarouge en violet. L'effet de la turbulence sur la vitesse du vent est représenté par la tension turbulente (profil vert). A l'interface air-mer, la tension turbulente est égale à la TV. L'évaporation de l'eau de mer (flèche bleue) induit un flux d'eau douce à l'interface océan-atmosphère.

appelle le “transport d'Ekman” (Ekman, 1905). Elles vont alors être remplacées par un affleurement d'eaux plus froides car venant des profondeurs ("upwelling", voir schéma Fig. 0.10). La Figure 0.8 représente la SST dans le Pacifique Sud-Est. Elle montre clairement une bande côtière d'eau froide près du Pérou et du Chili, caractéristique de ce phénomène.

L'upwelling est renforcé par la décroissance de la TV lorsqu'on se rapproche de la côte (Capet et al, 2004). Le transport d'Ekman étant proportionnel à la TV, son intensité va donc diminuer près de la côte créant alors une divergence des courants horizontaux. Cette divergence est compensée par une remontée d'eaux profondes : c'est le “pompage d'Ekman” (voir Fig. 0.11), W_{Ek} , qui est proportionnel à l'intensité du rotationnel de TV $\vec{\tau}_s$: $W_{Ek} = \frac{\text{curl}(\vec{\tau}_s)}{\rho f} = \frac{\partial_x \tau_s^y - \partial_y \tau_s^x}{\rho f}$.

c Pourquoi s'intéresser aux systèmes d'upwelling côtiers ?

Ce phénomène d'upwelling côtier a principalement lieu sur les bords Est des océans : Californie, Sénégal, Benguela et Pérou-Chili (Fig. 0.12), et entraîne une intense activité biologique dans ces régions. Celle-ci requiert, en effet, à la fois des nutriments et de la lumière, qui est nécessaire à la photosynthèse. Les nutriments ont tendance à couler, leur concentration augmente donc avec la profondeur, tandis que l'intensité

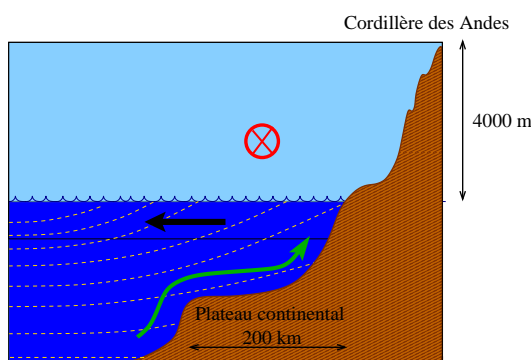


Fig. 0.10 Schéma représentant l'upwelling dû au transport d'Ekman dans la région du Pérou-Chili. Le vent (flèche rouge) souffle parallèlement à la côte sud-américaine en direction de l'équateur. Il génère un transport d'Ekman (flèche noire) vers le large qui est compensé par une remontée d'eaux profondes (vert). Les isothermes sont représentées par des traits jaunes pointillés.

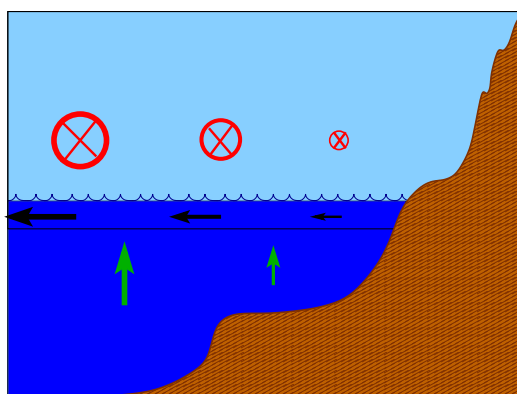


Fig. 0.11 Schéma du pompage d'Ekman. La TV (rouge) décroît lorsqu'on se rapproche de la côte. En conséquence, le transport d'Ekman associé (noir) est aussi moins intense près de la côte. Cette divergence horizontale induit des vitesses verticales (vert).

lumineuse diminue. Dans les systèmes d'Upwelling de Bord Est, les vitesses verticales associées à l'upwelling vont transporter ces nutriments vers la couche de surface où la lumière est suffisante pour permettre au phytoplancton de se développer (Chavez and Messié, 2009). Ces régions sont par conséquent extrêmement poissonneuses. Elles ne représentent en effet que 1 % de la surface des océans mais on y pêche plus de 25 % du tonnage mondial.

Parmi eux, celui du Pérou-Chili est le plus productif (FAO, Food Administration Organisation, 1999). Cela est, au moins en partie, dû à sa proximité de l'équateur, qui rend l'upwelling particulièrement efficace (Bakun and Weeks, 2008). L'activité biologique de la région est modulée par la propagation d'ondes équatoriales de Kelvin, qui se transforment ensuite en ondes côtières et modifient localement la circulation océanique (e.g. Echevin et al, 2014). En particulier, le phénomène climatique "El Niño", qui a lieu dans cette région, s'accompagne d'un effondrement de la productivité au

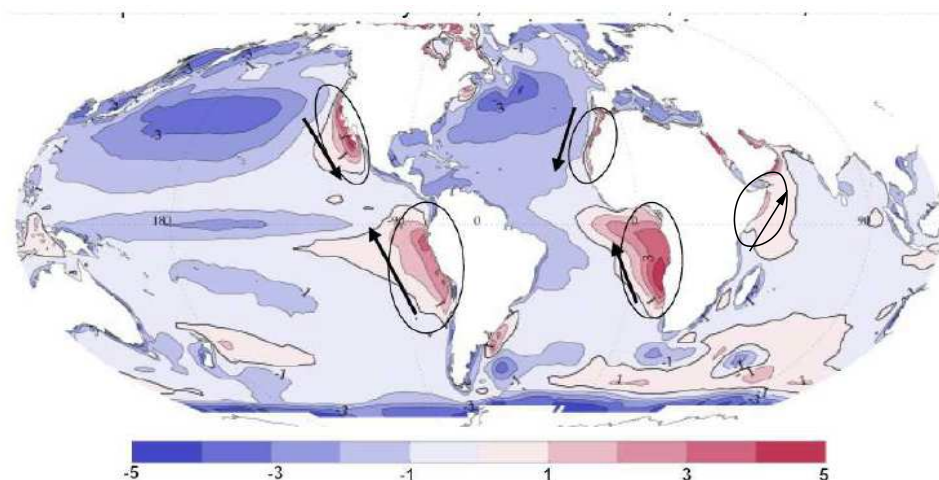


Fig. 0.12 Biais en SST ($^{\circ}\text{C}$) de la moyenne d'un ensemble de modèles climatiques couplés globaux du 5^{ème} rapport du Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat (GIEC). Figure fournie par Sébastien Masson.

Pérou tandis que les effets sont plus contrastés au Chili (*e.g.* Barber and Chavez, 1983; Ulloa et al, 2001).

Les systèmes d'upwelling de bord Est sont encore mal représentés dans les modèles globaux de climat. On peut voir sur la Figure 0.12, les biais moyens de SST dans ces modèles. L'eau de surface des régions d'upwelling côtier est trop chaude dans les simulations, et ce pour différentes raisons (Large and Danabasoglu, 2006; Manganello and Huang, 2009; Wang et al, 2014) :

- La trop basse résolution (~ 100 km) des modèles induirait un vent côtier et un upwelling trop faibles.
- Elle ne permet pas non plus de simuler les tourbillons océaniques, de taille inférieure à 100 km et qui contribuent de façon significative aux échanges de chaleur dans la région (Colas et al, 2012).
- La couverture de nuages bas (stratus), réduisant le flux solaire incident à la surface de la mer, ne serait pas suffisamment développée.

Ce biais pourrait avoir des conséquences sur la circulation atmosphérique de l'ensemble des tropiques. En effet, la correction de ce biais dans les systèmes d'upwelling côtier peut induire des changements, en particulier de précipitations à travers l'ensemble des bassins océaniques (Large and Danabasoglu, 2006). La correction du biais au dessus du Pacifique Sud-Est uniquement intensifie les vent Alizées au dessus du Pacifique et permet de mieux simuler la Zone de Convergence Intertropicale et les variations saisonnières et inter-annuelles climatiques du Pacifique Sud-Est (Manganello and Huang, 2009).

La richesse biologique du Pacifique Sud-Est et les possibles impacts de son climat à l'échelle globale expliquent pourquoi il est particulièrement important de mieux comprendre les principaux mécanismes régissant le fonctionnement de ce système.

0.2.2 La circulation océanique du Pacifique Sud-Est

La circulation océanique du Pacifique Sud-Est a été décrite par [Strub et al \(1998\)](#). Les courants les plus intenses (plus de 5 cm s^{-1}) se situent le long de la côte sud-américaine et à l'équateur.

a La circulation océanique près de la côte

Le vent, responsable de l'upwelling, force en surface un courant dit "du Pérou-Chili" (PCC, pour Peru-Chile Current) ou "de Humboldt". Celui-ci transporte les eaux froides des hautes latitudes le long de la côte sud-américaine vers l'équateur (Fig. 0.8). Le rotationnel de TV près du continent est responsable d'un transport de Sverdrup en direction du pôle : en dessous du PCC, le "sous-courant du Pérou-Chili" (PCUC, pour Peru-Chile UnderCurrent) est dirigé vers le sud.

b La circulation océanique au large

Au nord de la région, les Alizés soufflent d'Est en Ouest. Ils génèrent un courant équatorial vers l'Ouest : le SEC (pour South equatorial Current). Celui-ci advecte les eaux froides de l'upwelling côtier au large et crée une "langue" d'eau froide ($\sim [6^\circ \text{S} - 0^\circ \text{S}]$ et $[95^\circ \text{W} - 80^\circ \text{W}]$). En subsurface, le contre-courant équatorial (EUC, pour Equatorial UnderCurrent) et les jets primaire et secondaire coulent vers l'Est et alimentent le PCUC ([Montes et al, 2010](#)).

0.2.3 L'activité de meso-échelle du Pacifique Sud-Est

a Le système de courants côtiers, source de meso-échelle

La SST de la Figure 0.8 montre la présence de nombreux tourbillons et filaments dans la région. La présence de courants côtiers de directions opposées entre la surface (PCC) et la subsurface (PCUC) induit, en effet, un cisaillement vertical des vitesses horizontales. Cela génère des instabilités (essentiellement baroclines) qui créent des structures de meso-échelle ([Marchesiello et al, 2003](#); [Belmadani et al, 2012](#)), qui vont ensuite se propager vers le large. La différence de SST entre les zones côtières et hauturières leur donne une signature en température marquée : les anomalies de meso-échelle de SST varient de -1° à $+1^\circ \text{C}$ ([Putrasahan et al, 2013](#)). L'intensité de l'énergie cinétique tourbillonnaire près des côtes du Pérou-Chili est d'environ $80 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-2}$, soit à peu près la moitié de celle du système d'upwelling de Californie ([Capet et al, 2008a](#)).

b Le rôle de la meso-échelle dans le Pacifique Sud-Est

Cette turbulence joue un rôle important pour le climat régional. Elle contribue notamment aux échanges de chaleur entre la côte et le large ([Colas et al, 2012, 2013](#)). Cela contribue à maintenir froides les eaux de la région, et permet le développement d'une couche de nuages bas, caractéristique des systèmes d'upwelling de bord Est. La meso-échelle est aussi essentielle au développement de l'activité biologique du Pacifique Sud-Est. D'importantes vitesses verticales lui sont, en effet, associées ([Klein and Lapeyre, 2009](#)). Au large (*i.e.* hors du système d'upwelling), elles peuvent enrichir

localement les eaux de surface en nutriments. Au contraire, dans la région côtière elles entraînent le phytoplancton et les nutriments vers les profondeurs et vers le large (Lathuilière et al, 2010; Gruber et al, 2011). Les tourbillons forment aussi des structures cohérentes, capables de piéger et transporter les larves de poissons (Lett et al, 2006), et de concentrer l'activité biologique (*e.g.* Bertrand et al, 2014).

0.2.4 Couplage océan/atmosphère à meso-échelle dans l'upwelling du Pérou-Chili

Les études précédemment citées mettent en évidence une rétroaction de la meso-échelle océanique sur l'atmosphère dans d'autres régions (Sec. 0.1.1b). Cette rétroaction pourrait donc être également importante dans le système d'upwelling du Pérou-Chili, même si l'activité tourbillonnaire est moins intense que dans d'autres régions où les interactions océan-atmosphère à meso-échelle ont été mises en évidence. En effet, Bourras et al (2004) et Bourras et al (2006) ont montré que même des anomalies de SST de $\sim 1^\circ\text{C}$ peuvent avoir un impact notable sur la dynamique de la CLA. La réponse de l'atmosphère à la meso-échelle océanique pourrait donc avoir des conséquences sur le système climatique du Pacifique Sud-Est, que nous allons évoquer ici.

a Conséquences sur l'upwelling côtier

La taille du front d'upwelling, présent tout au long de l'année, est de l'ordre de 200 km. Cette structure de meso-échelle pourrait donc entraîner une réponse de la TV et créer un gradient côte-large de son intensité, avec une TV plus faible à proximité de la côte. Dans une étude idéalisée, Jin et al (2009) a montré que la prise en compte de la rétroaction de la SST sur la TV dans un système d'upwelling de bord Est modifie, en effet, les vitesses verticales associées à l'upwelling. La dynamique océanique côtière pourrait donc être altérée par les interactions SST-TV à meso-échelle.

b Conséquences du couplage sur la meso-échelle océanique

Le pompage d'Ekman dépend des variations spatiales de la TV (plus précisément de $\text{curl}(\vec{\tau}_s)$). La modulation du vent par la meso-échelle océanique va donc être associée à une modification du pompage d'Ekman. Selon Gaube et al (2015) l'intensité des anomalies de pompage ainsi créées ne seraient pas négligeables puisqu'elles seraient du même ordre de grandeur que le pompage d'Ekman créé par les vents moyens à l'échelle des bassins.

La réponse de la TV aux anomalies de SST et de courants associés aux tourbillons océaniques a été analysée en détail par Dewar and Flierl (1987). Les cyclones et les anticyclones sont associés à des anomalies de SST respectivement négatives et positives. Les variations de l'intensité de la TV proportionnelles à ces anomalies vont alors créer un pompage d'Ekman négatif à la gauche de la direction du vent et positif à sa droite au dessus des anticyclones dans l'Hémisphère Sud (Fig. 0.13a). Les anomalies du pompage d'Ekman au dessus d'un cyclone seront de signes opposés. Les structures d'upwelling et de downwelling induites tendent à déplacer les anomalies de SST vers la gauche du vent, mais affecterait peu l'amplitude maximale du tourbillon.

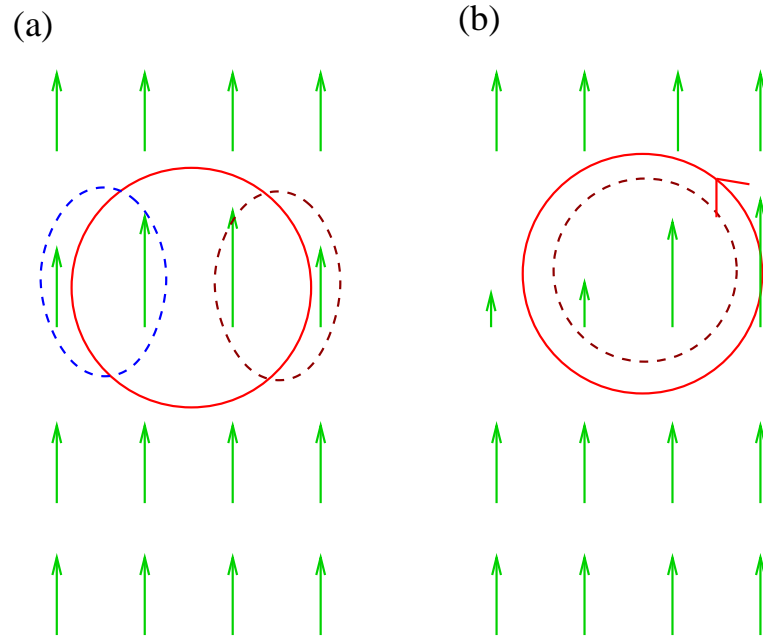


Fig. 0.13 *Pompage d'Ekman induits dans l'Hémisphère Sud par la modulation d'une TV nord-sud (flèches vertes) au dessus d'un anticyclone (cercle rouge), associé à une anomalie positive de SST. (a) Effet de l'anomalie de SST (b) Effet de l'anomalie de courant. Le pompage d'Ekman est indiqué par les contours pointillés rouges et bleus pour les pompages respectivement positifs et négatifs.*

Les travaux de [Seo et al \(2015\)](#) suggèrent que l'énergie cinétique tourbillonnaire au large de la Californie n'est pas affectée par la réponse atmosphérique aux anomalies de SST. L'étude de [Jin et al \(2009\)](#) a cependant montré que la prise en compte de l'influence de la meso-échelle de SST sur la TV diminuerait l'énergie cinétique tourbillonnaire dans un système d'upwelling de bord Est idéalisé et augmenterait le nombre d'anticyclones océaniques par rapport à celui des cyclones. Cet effet asymétrique reste encore sans explications.

L'analyse de [Dewar and Flierl \(1987\)](#) montre que la dépendance de la TV à l'intensité du vent relatif crée une structure de $curl(\vec{\tau}_s)$ centrée sur le tourbillon et de signe opposé à la vorticité du tourbillon (Fig. 0.13b). Dans ce cas, le pompage d'Ekman induit va atténuer l'amplitude du tourbillon. Cet effet induirait une diminution de l'énergie cinétique tourbillonnaire du système d'upwelling de Californie de 40 % ([Seo et al, 2015](#)).

Ces études suggèrent donc que le couplage à meso-échelle pourrait avoir un impact sur les différents aspects dynamiques du Pacifique Sud-Est. Une étude récente ([Putrasahan et al, 2013](#)) a cependant conclu, au contraire, à une faible importance des interactions océan/atmosphère à meso-échelle. Ceci est surprenant au vu de l'état actuel des connaissances et souligne la nécessité d'une analyse plus approfondie des processus de couplage dans cette région.

0.3 La modélisation numérique

0.3.1 Pourquoi utiliser des modèles ?

Pour étudier les systèmes climatiques on peut utiliser des observations et des modèles. Si les premières nous permettent d'étudier directement des phénomènes dans le monde réel, leur couverture est limitée dans l'espace et dans le temps. Le coût des campagnes d'observations et des mission satellites est souvent prohibitif. Les observations peuvent également présenter des biais liés à la méthode de mesure.

La modélisation est un outil conceptuel puissant pour décrire les processus climatiques. Un modèle numérique est un programme informatique qui va représenter le domaine à simuler par une grille en 3 dimensions. Il calcule ensuite l'évolution de variables en chaque point de cette grille grâce à des équations physiques et fournit des champs en 3 dimensions de toutes les variables atmosphériques et océaniques simulées, ainsi que leur évolution temporelle. Grâce à eux, on peut également réaliser des expériences de sensibilité en modifiant certaines conditions (par exemple : la quantité de CO_2 dans l'atmosphère, comme dans les simulation du GIEC) ou en éliminant certains processus.

0.3.2 Des simulations forcées aux simulations couplées

a La modélisation océanique forcée

Pour étudier la circulation océanique, on peut utiliser un modèle d'océan seul. Il faudra alors prescrire les paramètres atmosphériques à la surface : TV, flux de chaleur incident (rayonnement solaire et rayonnement infrarouge de l'atmosphère terrestre) et flux d'eau douce (lié à l'évaporation et aux précipitations). On parle alors de modèle "forcé".

Pour un même domaine et une même résolution spatiale, une simulation océanique seule est bien moins coûteuse en temps de calcul (environ 10 fois moins) qu'une modélisation du système climatique complet (océan et atmosphère). En effet, l'état de l'océan peut être décrit simplement à partir de la température de l'eau, de sa salinité et de la vitesse des courants. La physique atmosphérique est plus complexe (changements de phase de l'eau, chimie atmosphérique ...) et requiert l'utilisation de nombreuses variables : la température de l'air, son humidité, sa pression, la vitesse du vent, la quantité de nuages présente, etc. La modélisation océanique forcée permet donc d'obtenir une représentation de la circulation océanique à haute résolution pour un temps de calcul raisonnable. Elle est justifiée par le forçage de l'océan à grande échelle précédemment mis en évidence.

Cependant, lorsqu'on utilise un modèle océanique forcé avec une résolution suffisante pour obtenir des structures de meso-échelle, le forçage atmosphérique, n'est alors pas cohérent avec celles-ci car il n'est pas modulé par ces structures. Les interactions océan/atmosphère à meso-échelle ne seront donc pas simulées. C'est une limitation de la modélisation forcée qui est encore mal évaluée.

b La modélisation numérique couplée

Pour mieux comprendre les interactions entre l'air et la mer, on peut utiliser un premier modèle simulant la dynamique atmosphérique, et un second, pour reproduire la circulation océanique. Les deux simulations sont menées conjointement et, à une fréquence régulière (par exemple, à chaque heure de simulation), les modèles vont échanger les variables dont ils ont besoin (voir Fig. 0.14). Cet échange se fait grâce à une interface appelée "coupleur".

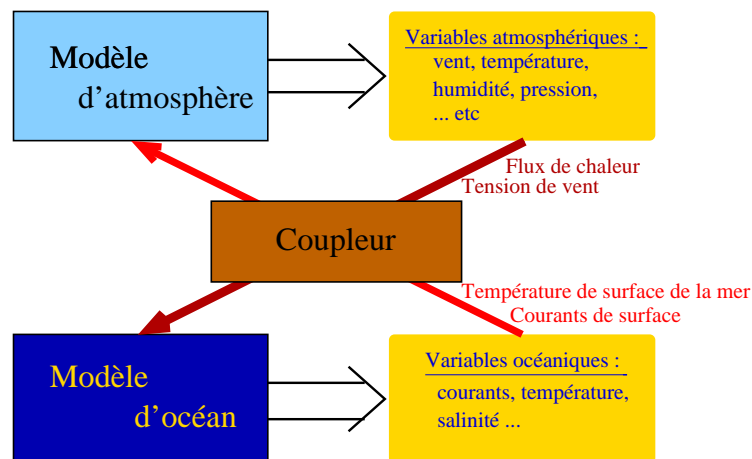


Fig. 0.14 Schéma d'un modèle climatique couplé : il est composé d'un modèle d'atmosphère et d'un modèle d'océan. Grâce à un coupleur, ceux-ci vont échanger à une fréquence donnée des informations sur leurs états respectifs à l'interface air/mer.

Cette méthode a un coût numérique beaucoup plus élevé que la modélisation forcée de l'océan. Les capacités de calcul des ordinateurs ne nous permettent pas encore de faire de longues simulations (plusieurs dizaines ou centaines d'années) du climat mondial à une résolution suffisamment haute (~ 10 km) pour représenter la méso-échelle océanique. Pour réduire les coûts, on peut se limiter à une région d'étude et à des simulations de durées plus courtes. Les super-ordinateurs construits ces dernières années rendent relativement accessibles des simulations régionales couplées à haute résolution (~ 10 km) sur 10 ans. Nous sommes donc, depuis peu, en mesure de modéliser et d'étudier les interactions océan/atmosphère à méso-échelle dans une région restreinte comme celle du Pacifique Sud-Est.

0.4 Questions ouvertes

Il existe de nombreux aspects encore mal compris du couplage océan/atmosphère à méso-échelle qui nécessitent d'être étudiés.

0.4.1 Relations reliant les méso-échelles de SST et de TV

Pour mener à bien une telle étude, il faut commencer par mesurer et caractériser les interactions océan-atmosphère observées dans le Pacifique Sud-Est. On peut se

demander par quelle relation ((0.1.1) ou (0.1.5)) peuvent être décrits les champs de meso-échelle de SST et de TV dans la région du Pacifique Sud-Est, et si la divergence de la TV est proportionnelle à $\text{grad}_{dw}(SST')$ ou à $\vec{\nabla}^2(SST')$.

0.4.2 Variations de l'intensité des interactions océan-atmosphère à meso-échelle

Study	Region	Source	α_C	α_D
Chelton et al. (2001)	Tropical Pacific	QuikSCAT-TMI		
	3°N–1°S		0.0075	0.0135
	1°S–5°S		0.0112	0.0247
O'Neill et al. (2003)	Southern Ocean	QuikSCAT-Reynolds	0.0068	0.0124
Chelton et al. (2004)	Southern Ocean	QuikSCAT-AMSR	0.0117	0.0165
	Tropical Pacific		0.0084	0.0188
	Kuroshio		0.0057	0.0096
	Gulf Stream		0.0057	0.0109
Chelton (2005)	Tropical Pacific	QuikSCAT-TMI	0.0087	0.0145
			0.0080	0.0142
O'Neill et al. (2005)	Agulhas	QuikSCAT-AMSR	0.0213	0.0284
Maloney and Chelton (2006)	Agulhas	QuikSCAT-AMSR	0.0126	0.0173
		ECMWF	0.0041	0.0077
		NCAR CCSM3.0	0.0041	0.0088
		MIROC3.2	0.0074	0.0131
	Kuroshio	QuikSCAT-AMSR	0.0044	0.0070
		ECMWF	0.0016	0.0040
		NCAR CCSM3.0	0.0032	0.0065
		MIROC3.2	0.0021	0.0059
Seo et al. (2007)	Tropical Pacific	SCOAR	0.009	0.015
	Coastal California			
	36°–43°N		0.002	0.005
	32°–39°N		0.006	0.008
Chelton et al. (2007)	California current system	QuikSCAT-AMSR	0.0213	0.0301
Haack et al. (2008)	California current system	QuikSCAT COAMPS	0.0182	0.0260
			0.0157	0.0193

Fig. 0.15 Tableau des coefficients de proportionnalité entre les membres de l'équation (0.1.3) (colonne α_C) et (0.1.2) (colonne α_D) dans différentes zones géographiques et pour différents travaux. Tableau issu de O'Neill et al (2010a).

Des travaux précédents ont montré que les caractéristiques du couplage à meso-échelle, c'est-à-dire la corrélation R et le coefficient de proportionnalité S entre la meso-échelle de TV et de SST, diffèrent grandement selon les zones géographiques considérées (voir tableau 0.15 issu de O'Neill et al, 2010a). Ces variations seraient reliées à celles de la vitesse du vent de surface \vec{v} (O'Neill et al, 2012) et de sa régularité, c'est-à-dire la tendance du vent à changer de direction fréquemment ou non (Castelao, 2012). Pour une même région, R et S varient aussi au cours de l'année (Chelton et al, 2007). Byrne et al (2015) a récemment souligné le manque de connaissances expliquant ce cycle saisonnier. Il apparaît donc intéressant d'étudier ce phénomène dans la région du Pacifique Sud-Est.

Nous avons vu qu'à grande échelle, la corrélation entre la TV et la SST est négative

(Fig. 0.2) tandis qu'elle devient positive (Fig. 0.3) à meso-échelle. Il faut se souvenir que la "meso-échelle" fait référence à des structures dont la taille peut varier de 1 à 100 (de quelques kilomètres à quelques centaines de kilomètres). On peut donc se demander si R et S ne présenteraient pas également des différences en fonction de la taille de meso-échelle considérées et essayer de comprendre l'origine de ces variations.

0.4.3 Mécanismes de rétroaction de la meso-échelle de SST sur la TV

Après avoir identifié la relation observée dans le Pacifique Sud-Est entre les champs de TV et de SST, et pour comprendre l'origine des corrélations entre les structures, il est nécessaire d'analyser en détail la réponse de l'atmosphère aux variations de la SST. On pourra notamment étudier l'origine des variations du vent dans la CLA grâce au bilan de quantité de mouvement, et leurs conséquences sur la TV.

0.4.4 Impacts du couplage à meso-échelle

Dans la région du Pérou-Chili, on peut se demander comment l'état moyen (courants côtier, structure de l'affleurement, pompage d'Ekman moyen ...) du système d'upwelling est affecté par les interactions océan-atmosphère à meso-échelle. Les modifications de la circulation côtière pourraient avoir des conséquences sur la génération d'énergie cinétique tourbillonnaire qu'il conviendrait d'étudier. Il semble aussi important de s'intéresser à la façon dont la meso-échelle océanique elle-même peut être modifiée, en regardant notamment l'impact sur la source, l'intensité, la structure, la durée de vie et la trajectoire des tourbillons. On peut en particulier se demander quels sont les rôles respectifs de la rétroaction de la SST et celle des courants de surface.

Durant cette thèse, un modèle couplé régional à haute résolution ($1/12^\circ$) a été utilisé pour simuler les interactions océan-atmosphère à meso-échelle. Grâce à cet outil, j'ai tenté de répondre à plusieurs de ces questions.

Chapitre I

Observations, outils et méthodes

Les moyens mis en oeuvre pour répondre aux questions scientifiques de la thèse sont décrits dans ce chapitre. Dans une première partie sont présentées les observations utilisées pour caractériser le couplage à méso-échelle dans la région d'étude ainsi que pour la validation des simulations numériques. Ensuite on trouvera une description des modèles numériques utilisés et des simulations réalisées. Enfin, dans une dernière partie sont détaillées les méthodes utilisées pour mettre en évidence le couplage entre la SST et la TV, ainsi que pour détecter et analyser les tourbillons océaniques de méso-échelle simulés par le modèle.

I.1 Observations

I.1.1 Observations satellite

a Vent à 10 m

Le satellite QSCAT ([Dunbar et al, 2006](#)) est capable de mesurer la rétrodiffusion d'un signal électromagnétique par la surface de l'océan. Celle-ci varie selon l'état de la mer, lui-même dépendant de la TV. Grâce à ces observations, le Centre ERS (European Remote Sensing) d'Archivage et de Traitement calcule et met à disposition un produit journalier de TV, accompagné des données de vent à 10 m ([CERSAT, 2002](#)) qui couvre la période 2000-2009 avec une résolution de 50 km. Il faut cependant garder en mémoire que les données de vent à 10 m sont obtenues en faisant l'hypothèse de conditions neutres de stabilité dans l'atmosphère. Ces observations servent à la fois à la validation de la structure moyenne de la TV dans les simulations mais aussi à estimer les caractéristiques du couplage méso-échelle entre TV et SST.

b Précipitations

Le satellite TRMM (Tropical Rainfall Measuring Mission, [Huffman et al, 2007](#)) obtient des données de précipitation par analyse infrarouge. Les mois de septembre et octobre 2008 du produit 3B42 au $1/4^\circ$ sont utilisés dans le Chapitre II.

c Flux solaire

L'ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project, [Schiffer and Rossow, 1983](#); [Zhang et al, 2004](#)) fournit des données de flux solaire à la surface de l'océan à une résolution de 2.5° . Ces données sont obtenues grâce aux observations de la couverture nuageuse et à un modèle de transfert radiatif. Elles ont été obtenues grâce au projet OAFlux (<http://oafux.whoi.edu>).

d Température de surface de la mer

La SST peut être observée dans plusieurs longueurs d'ondes, correspondant au domaine des micro-ondes ou à celui des infrarouges. Différents jeux de données ont été utilisés. Le produit Microwave Optimally Interpolated (MW OI) rassemble des observations micro-onde de plusieurs satellites (TMI, pour TRMM Microwave Imager, AMSRE, pour Advanced Microwave Scanning Radiometer, et WindSat). Ce traitement a été réalisé par Remote Sensing System (www.remss.com). Il fournit un jeu de données avec une résolution spatiale de 25 km sur la période 2000-2009.

Les données OSTIA (Operational Sea Surface Temperature and Sea Ice Analysis, [Donlon et al, 2012](#)) sont fournies sur une grille au $1/20^\circ$. Elles incluent des observations infrarouge, dont la résolution est beaucoup plus haute que celles des micro-ondes. Celles-ci sont cependant brouillées par la présence de nuages. Dans le Pacifique Sud-Est, la couverture de nuages bas presque permanente ([De Szoeké et al, 2012](#)) ne permet pas d'obtenir beaucoup de données infrarouges. La résolution "réelle" de OSTIA est donc plus proche de celle des observations micro-onde ($1/4^\circ$).

L'analyse Reynolds ([Reynolds et al, 2002](#)) inclut les observations infrarouge du satellite Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) et des mesures *in situ* (faites à bord de bateaux, mais également issues de mouillages et de bouées). Le produit utilisé a une résolution de 1° .

e Hauteur du niveau de la mer

Les variations de la hauteur du niveau de la mer (SSH, pour Sea Surface Height) induisent des gradients de pression dans l'océan qui sont à l'origine de courants géostrophiques de surface. Les observations de SSH nous permettent donc d'avoir une estimation des courants de surface. La SSH est mesurée par les satellites Jason-1, Envisat, GFO, ERS-1, ERS-2 et Topex/Poseidon. Grâce à ces données, SSALTO/DUACS calcule un produit au $1/4^\circ$ (moyennes hebdomadaires) distribué par AVISO¹. Les années 2002 à 2008 ont été utilisées dans cette thèse pour estimer une énergie cinétique turbulente géostrophique qui est comparée à celle calculée dans les simulations.

1.1.2 Observations *in situ*

a Campagne VOCALS-REx

En octobre-novembre 2008 une importante campagne océanographique a eu lieu dans le Pacifique Sud-Est : VOCALS-REx (VAMOS Ocean-Cloud-Atmosphere-Land

¹<http://www.aviso.altimetry.fr/duacs/>

Study Regional Experiment [Wood et al, 2011](#)). Durant celle-ci, des sondages atmosphériques ont été réalisés le long d'une section zonale à 20 °S (Fig. I.1), avec un intervalle de 70 km entre chaque point de mesure. Ils fournissent des données *in situ* de vent, de température et d'humidité de l'air entre le 25 octobre et le 3 novembre 2008, de 10 m à 20 km d'altitude. Du 25 au 27 octobre 2008, 15 sondages ont été réalisés à 20 °S et 85 °W, et 20 autres ont eu lieu du 30 octobre au 2 novembre 2008 à 20 °S, 75 °W. Ces données nous permettent de valider la structure verticale de la température et du vent dans les simulations numériques le long de 20°S.

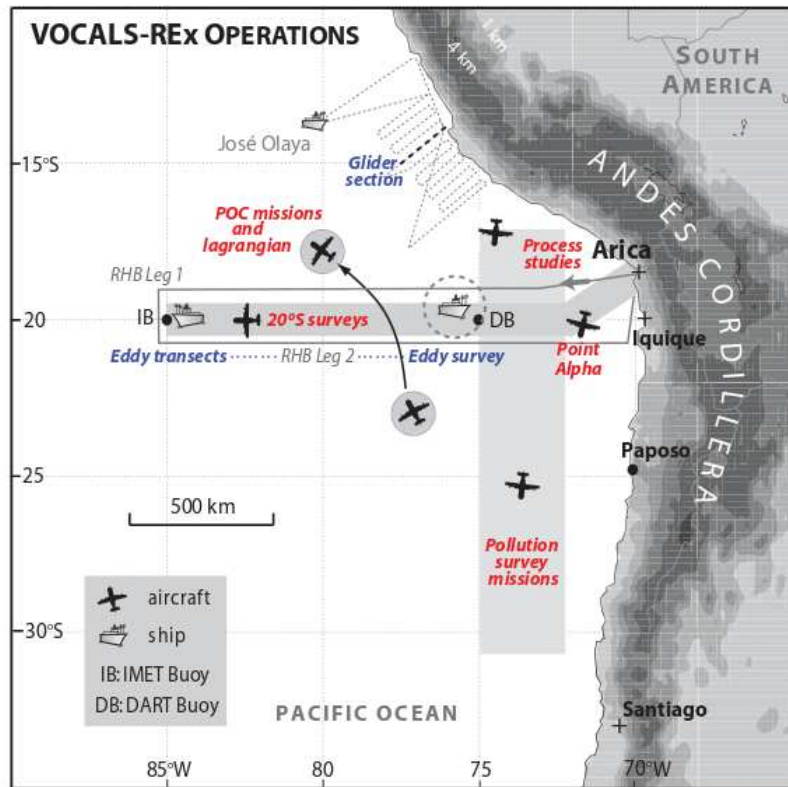


Fig. I.1 Région étudiée durant la campagne VOCALS. Les différentes missions d'observations par bateau et avion ont été représentée, ainsi que les bouées. Les données utilisées dans cette thèse sont celles de la campagne en mer à 20 °S. Figure tirée de ([Wood et al, 2011](#)).

b Observations de l'IMARPE

L'Institut de la Mer du Pérou (IMARPE) collecte depuis 50 ans des observations *in situ* près des côtes du Pérou. Une climatologie de 0.1 ° de résolution a été générée à partir de ces données ([Grados et al, 2009](#)). Elle permet en particulier de mieux résoudre l'intensité du gradient côte-large de SST dans une bande de 70 km à proximité de la côte (voir Sec. II.1.1). Afin de tester la sensibilité de la réponse de l'atmosphère à l'intensité de ce gradient, nous avons créé un produit hybride OSTIA-IMARPE pour

l'année 2008 de la manière suivante : dans les 100 km les plus proches de la côte, le gradient côte-large du produit OSTIA est remplacé par celui de la climatologie des observations IMARPE (voir Fig. II.10a).

Les campagnes océanographiques de cet institut ont aussi permis d'obtenir des mesures de courants ADCP entre 2008 et 2012 et d'en réaliser une climatologie (Chaigneau et al, 2013). Ces données, disponibles entre 30 m et 1000 m de profondeur et de la côte jusqu'à 200 km au large (voir Fig II.24), sont utilisées pour la validation de la structure moyenne des courants côtiers dans au large du Pérou.

c Observations CARS

Le produit CARS est une climatologie mensuelle tri-dimensionnelle de température et de salinité de l'océan, prenant en compte des observations *in situ* sur les 50 dernières années, sur une grille à $1/2^\circ$ de résolution (www.cmar.csiro.au/cars). Elle est utilisée ici pour la validation de l'état moyen des simulations océaniques.

I.2 Modèles

Les interactions entre l'océan et l'atmosphère sont étudiées grâce à un modèle couplé, décrit dans cette section. Ce modèle couplé est constitué de trois composantes : un modèle atmosphérique régional (WRF), un modèle océanique régional (NEMO) et un coupleur assurant les échanges d'informations entre les 2 modèles (OASIS).

I.2.1 Le modèle atmosphérique WRF

a Description du modèle et configuration de base

Le modèle atmosphérique régional Weather Research and Forecasting (WRF, Skamarock and Klemp, 2008) est basé sur les équations d'Euler non-hydrostatiques et compressibles discrétisées sur une grille C. Son schéma d'intégration temporel est de type Runge-Kutta du 3ème ordre et celui d'advection est de type UBS ("Upstream Biased Scheme") du 5ème ordre. Le sommet de l'atmosphère a été fixé à 50 hPa, et la coordonnée verticale est alors calculée en fonction de la pression hydrostatique et de l'altitude du sol (niveaux "sigma").

Pour reproduire les phénomènes ayant lieu à des échelles trop petites pour être représentés explicitement (turbulence, micro-physique des nuages, ...), WRF inclut des schémas de paramétrisation sous-maille. Il existe souvent plusieurs façons de modéliser un même phénomène, c'est pourquoi WRF nous permet de choisir celle qui convient le mieux à une région d'étude donnée.

Une grille de résolution horizontale de $1/12^\circ$ (*i.e.* ~ 9 km) a été créée sur une région s'étendant de 10°N à 30°S et de 100°W à 60°W (Fig. I.2). Elle s'étend jusqu'à 60°W , de manière à inclure toute la largeur de la Cordillère des Andes dont la topographie extrêmement abrupte joue un rôle important sur la circulation atmosphérique de la région. Le pas de temps du modèle a été fixé à 20 s.

Les frontières du domaine sont forcées avec les sorties à 6 h de la réanalyse au $3/4^\circ$ ERAinterim (Dee et al, 2011). C'est aussi ce produit qui est utilisé comme condition initiale. Les conditions de SST à l'interface air-mer sont également nécessaires. Dans

les simulations couplées, elles proviennent du modèle océanique. Les forçages de SST utilisées sont décrits plus loin.

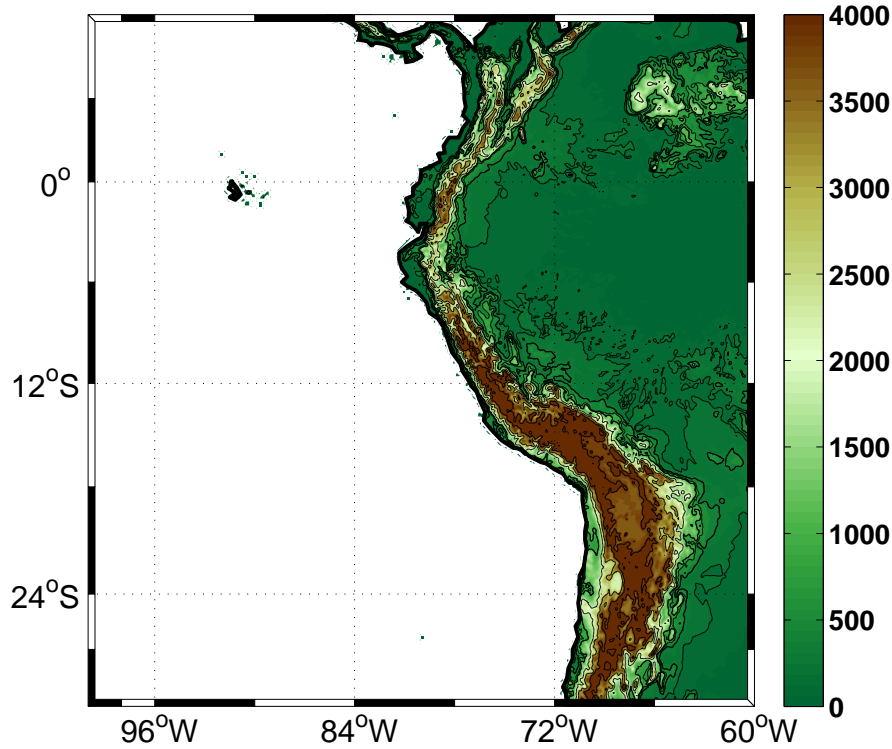


Fig. I.2 *Domaine régional utilisé dans les simulations atmosphériques. L'orographie (m) est représentée en couleurs.*

b Choix de configurations

Pour obtenir la configuration la plus réaliste possible, notamment dans la CLA, de nombreuses expériences de sensibilité aux choix des paramétrisations ont été réalisées. Le tableau I.1 résume l'ensemble des simulations atmosphériques forcées présentées dans ce manuscrit.

► Choix de paramétrisations physiques

Différentes représentations des processus associées à la convection profonde, au transfert de flux radiatif, à la dynamique de la CLA et aux flux de surface ont été testées dans ce travail. Pour des raisons de coût numérique, seuls 4 mois de l'année 2008, correspondant à deux saisons contrastées, ont été simulés à chaque fois : janvier et février d'une part, septembre et octobre de l'autre.

Les processus turbulents, qui affectent les profils de vent, de température et d'humidité dans la CLA, ont une échelle spatiale de l'ordre de 1 à 100 m environ, leurs effets doivent donc être paramétrisés. Dans le bilan de quantité de mouvement, ils sont représentés

(a)

Nom	Schéma de CLA	Schéma de surface	Schéma radiatif	Schéma convectif	Version de WRF
WRF1	YSU	MM5	Goddard	BMJ	3.3
WRF2	MYNN				
WRF3	UW				
WRF4					
WRF5	MYNN	MYNN2		Dudhia	
WRF6			BMJ		
WRF7			KF		
WRF8			GBM	MM5	

(b)

Nom	nombre de niveaux	version de WRF	Forçage de SST
WRF10	28	3.3	OSTIA
WRF11	52		
WRF12	60		
WRF13		Reynolds	
WRF14		3.5	OSTIA
WRF15		OSTIA+IMARPE	
WRF16		3.6	OSTIA

Table I.1 *Caractéristiques des simulations atmosphériques forcées. Le nom des configurations WRF1 WRF12 et WRF16, qui ont été retenues et sont ensuite utilisées dans des simulations couplées est en gras (la configuration WRF1 est utilisée avec 60 niveaux verticaux dans les simulations couplées). (a) Simulations utilisant diverses paramétrisations de WRF. Elles correspondent toutes à une configuration utilisant 28 niveaux verticaux et ont été forcées par la SST des observations OSTIA. Les mois de janvier et février 2008, ainsi que septembre et octobre 2008 ont été simulés. (b) Simulations de toute l'année 2008, utilisant le choix de paramétrisation de la simulation WRF7.*

par le cisaillement vertical de tension turbulente :

$$\partial_t \vec{v} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = \partial_z \left(\frac{\vec{\tau}}{\rho} \right) - f \vec{k} \wedge \vec{v} - \frac{1}{\rho} \vec{\text{grad}} P \quad (\text{I.2.1})$$

P étant la pression de l'air, ρ , la densité de l'air, f , le facteur de Coriolis et \vec{k} est le vecteur vertical unité. \vec{v} est le vent horizontal (toutes les vitesses du vent \vec{v} présentées dans ce manuscrit font référence au vent horizontal). La tension turbulente peut s'écrire :

$$\vec{\tau} = \rho K_M \partial_z \vec{v} \quad (\text{I.2.2})$$

K_M est appelé coefficient de mélange et représente l'intensité de la turbulence. $\vec{\tau}$ et K_M sont calculés à l'intérieur de chaque schéma de CLA. Il existe deux grands types de paramétrisations de la CLA :

- Dans les paramétrisations dites "TKE" (pour Turbulent Kinetic Energy, énergie cinétique turbulente), une équation-bilan calcule, en chaque point, l'évolution de la

TKE. En notant $\bar{\varphi}$ la valeur de la variable φ moyennée sur un point de grille et $\varphi' = \varphi - \bar{\varphi}$, l'équation de la TKE peut s'écrire :

$$\partial_t q^2 = -\partial_z \overline{(w'(q^2 + 2\frac{p'}{\rho'}))} - 2(\overline{u'w'}\partial_z \bar{u} + \overline{u'w'}\partial_z \bar{v} - 2\frac{g}{\Theta_0}\overline{w'\theta'_v} - 2\varepsilon) \quad (\text{I.2.3})$$

où (u,v,w) sont les composantes du vent, ρ est la densité de l'air, et θ_v est la température potentielle virtuelle. $\frac{1}{2}q^2 = (u'^2 + v'^2 + w'^2)$ est la TKE. Le terme $-\partial_z \overline{(w'(q^2 + 2\frac{p'}{\rho'}))}$ représente le transport vertical turbulent de TKE, $-2(\overline{u'w'}\partial_z \bar{u} + \overline{u'w'}\partial_z \bar{v})$ est la génération de TKE due au cisaillement de vent. $-2\frac{g}{\Theta_0}\overline{w'\theta'_v}$ correspond à celle créée par le flux turbulent de chaleur (terme de flottabilité), et 2ε est le taux de dissipation de TKE. K_M est déterminé à partir de l'équation (I.2.3). Les schémas de Mellor-Yamada-Nakanishi-Niino (MYNN, [Nakanishi and Niino, 2009](#)), celui de l'Université de Washington (UW, [Bretherton and Park, 2009](#)), enfin celui de Grenier-Bretherton-McCaa (GBM, [Grenier and Bretherton, 2001](#)) correspondent à ce type de paramétrisation.

- Au contraire, dans les schémas "non-locaux" comme celui l'Université de Yonsei (YSU, [Hong et al, 2006](#)), K_M est déterminé par une fonction analytique à partir de la hauteur de la CLA et des flux à l'interface air-mer. De plus, dans YSU, des termes supplémentaires sont rajoutés dans l'équation (I.2.2) ([Hong, 2010](#)) :

$$\tau_x = \rho K_M (\partial_z u - \gamma_x^c) - \rho \overline{(w'u')}_h \left(\frac{z}{h}\right)^3 \quad (\text{I.2.4})$$

$$\tau_y = \rho K_M (\partial_z v - \gamma_y^c) - \rho \overline{(w'v')}_h \left(\frac{z}{h}\right)^3 \quad (\text{I.2.5})$$

τ_x et τ_y , u et v représentant respectivement les composantes zonales et méridiennes de la tension turbulente et du vent à l'altitude z . h est la hauteur de la CLA (calculée grâce au profil de température potentielle). $\overline{(w'u')}_h$ et $\overline{(w'v')}_h$ correspondent au flux turbulent à la hauteur h , paramétrisée par la vitesse d'entraînement et le cisaillement de vent au sommet de la CLA. Le terme $-\rho \overline{(w'u')}_h \left(\frac{z}{h}\right)^3$ permet de calculer explicitement l'effet de l'entraînement au sommet de la couche d'inversion sur la tension turbulente ([Hong et al, 2006](#)). γ_x^c et γ_y^c représentent l'effet de tourbillons de grande échelle ([Hong and Pan, 1996](#)), ils sont paramétrisés en fonction des conditions à l'interface air/mer et dépendent de $\frac{z}{h}$.

La paramétrisation du mélange dans la CLA doit être associée à un schéma calculant les flux à la surface (par exemple, la TV à partir du vent au premier niveau, qui sert de condition limite à la tension turbulente). Pour des raisons de cohérence théorique, n'importe quel schéma de surface ne peut pas être associé à une paramétrisation de CLA donnée. Ici, nous avons utilisé le schéma du MM5 (5th Generation Mesoscale Model, [Paulson, 1970](#)), celui de similarité Eta (JE, [Janjic, 2002](#)), et celui associé à MYNN (MYNN2, [Nakanishi and Niino, 2009](#)).

Deux choix de paramétrisation de convection ont été testés : Bett-Miller-Janjic (BMJ, [Janjic, 1994](#)), et Kain-Fritsch (KF, [Kain, 2004](#)). BMJ et KF incluent tous les deux une représentation de la convection peu profonde. KF est basé sur un modèle simple de nuages, avec des flux de masse ascendants et descendants, et du mélange créé par les processus d'entraînement et de déentraînement. BMJ est un schéma d'ajustement convectif : les profils de température et d'humidité sont rappelés vers un profil de référence, et des précipitations sont simulées pour respecter la conservation de la quantité d'eau.

Les schémas radiatifs permettent de représenter les interactions du rayonnement solaire avec l’atmosphère. Les schémas de Goddard (Chou and Suarez, 1994) et de Dudhia (Dudhia, 1989) ont été comparés. La paramétrisation de Dudhia est la plus simple, elle prend en compte l’absorption et la diffusion du rayonnement solaire par l’atmosphère en condition de ciel clair et par les nuages. Dans le schéma radiatif de Goddard, le rayonnement solaire direct est traité séparément du rayonnement diffusé par les particules de l’atmosphère (approximation “two-stream”).

► Choix du nombre de niveaux verticaux

WRF permet de choisir le nombre de niveaux verticaux, qui sont répartis selon une fonction analytique. Les premières expériences ont été réalisées avec 28 niveaux verticaux. Afin d’améliorer la représentation des phénomènes ayant lieu dans la CLA, le nombre de niveaux a ensuite été augmenté à 52 puis 60 niveaux, et sa répartition a été modifiée pour que les niveaux supplémentaires soient situés entre 0 et 1000 m d’altitude (voir Fig. I.3)

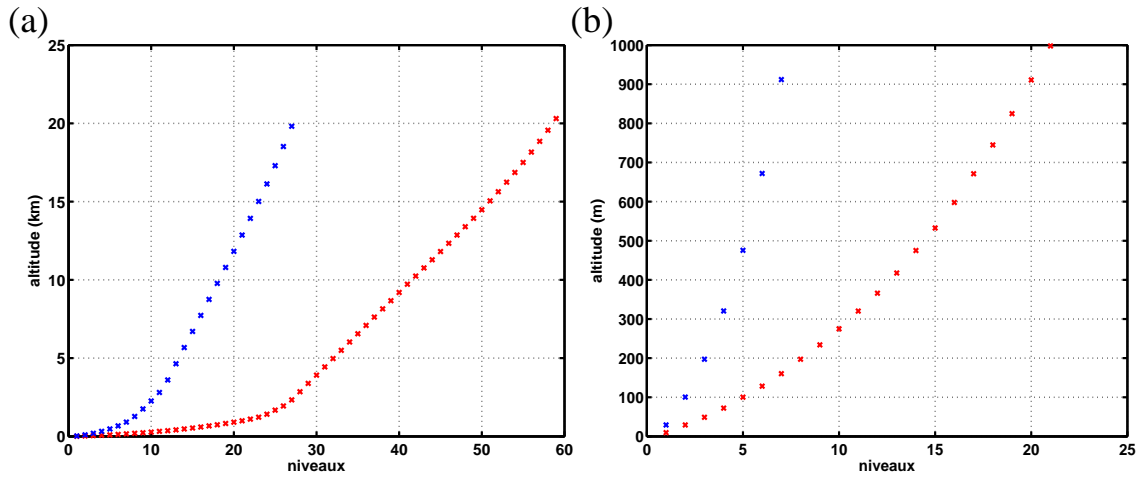


Fig. I.3 Altitude des niveaux verticaux de WRF au dessus de la mer situés (a) sur toute l’épaisseur du modèle (b) entre 0 et 1000 m. En bleu et rouge : Configurations avec, respectivement, 28 et 60 niveaux.

► Versions de WRF

Les modèles numériques sont en perpétuelle évolution pour essayer d’améliorer toujours un peu plus leurs paramétrisations et de corriger les erreurs de programmation (“bug fix”), qui peuvent être présentes dans les codes des modèles. Durant les 3 ans de cette thèse, plusieurs nouvelles versions de WRF ont été distribuées. Au début de ce travail, la WRF 3.3.1 a été utilisé. Même dans la configuration la plus réaliste, la TV présente toujours un biais (au sud de 7 °S, elle est 10 % trop forte, voir Chap. II). De plus, plusieurs études récentes (Grenier and Bretherton, 2001; O’Neill et al, 2010b; Perlin et al, 2014) ont fait état d’un nouveau schéma de CLA qui serait particulièrement réaliste dans les régions d’upwelling côtier tropical (Grenier and Bretherton, 2001) et pour représenter les interactions SST-TV à meso-échelle. Ce schéma (GBM,

(Grenier and Bretherton, 2001) n'était pas encore disponible dans la version 3.3.1. De nouvelles simulations ont donc été réalisées avec les versions 3.5 et 3.6 pour tester ce schéma.

► Forçage en SST

Plusieurs types de SST (présentées Sec. I.1.1) ont forcé les simulations. Nous avons d'abord utilisé les observations OSTIA pour tester les paramétrisations physiques. Afin d'étudier la sensibilité des résultats à la résolution spatiale du forçage en SST, le produit Reynolds et le produit hybride OSTIA-IMARPE ont ensuite été testés.

c Modifications du code source de WRF

Seules certaines variables atmosphériques sont enregistrées par WRF au cours de la simulation. Pour étudier la réponse de l'atmosphère à la méso-échelle océanique, il est cependant nécessaire d'analyser les modifications de la tension turbulente et du bilan de quantité de mouvement (Chap. IV). J'ai donc modifié les fonctions du code de WRF, de manière à ce que des variables supplémentaires soient enregistrées dans le fichier de sortie de WRF.

► Calcul de la tension turbulente

Par défaut, WRF ne calcule pas explicitement $\vec{\tau}$. Les fonctions des schémas MYNN et YSU ont donc été modifiées afin de sauvegarder les valeurs de K_M dans le fichier de sortie de WRF. Lorsque le schéma YSU est utilisé, les termes γ_x^c , γ_y^c , $\rho(w'u')_h(\frac{z}{h})^3$ et $\rho(\overline{w'v'})_h(\frac{z}{h})^3$ sont également enregistrés. Le terme $\vec{\tau}$ peut alors être recalculé *a posteriori* grâce au fichier de sorties de WRF et aux équations (I.2.2) (pour MYNN) ou (I.2.4) et (I.2.5) (pour YSU).

► Termes du bilan de quantité de mouvement

Le bilan de quantité de mouvement (I.2.1) peut se décomposer selon des coordonnées curvilignes (O'Neill et al, 2010b). Nous nous intéresserons ici uniquement à sa composante dans la direction du vent (voir Chap. IV) :

$$\frac{\vec{v}}{V} \cdot (\partial_t \vec{v}) + V \text{grad}_{dw}(V) = \frac{\vec{v}}{V} \cdot \partial_z \left(\frac{\vec{\tau}}{\rho} \right) - \frac{1}{\rho} \text{grad}_{dw}(P) \quad (\text{I.2.6})$$

$V = \|\vec{v}\|$ est l'intensité du vent, et $\text{grad}_{dw} = \frac{\vec{v}}{V} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}$. Le code du modèle atmosphérique a été modifié afin de calculer, à chaque pas de temps et à chaque point de grille, la projection sur la direction du vent de chacun des termes de (I.2.1).

► Moyennes cumulées des termes du bilan de quantité de mouvement Un bilan de quantité de mouvement permet de relier les variations de vitesse aux forces en jeu. Lorsque l'on souhaite étudier l'action de celles-ci sur la vitesse moyenne pendant un laps de temps ΔT (par exemple $\Delta T = 1$ mois), il est nécessaire de calculer, non pas leurs moyennes temporelles "simples" mais leurs moyennes temporelles cumulées (voir

Chap. IV). La moyenne cumulée d'une variable F est :

$$[F] = \frac{1}{N_{step} + 1} \sum_{p=0}^{N_{step}} \left(\sum_{k=1}^p F \right)$$

N_{step} étant le nombre total de pas de temps durant ΔT . Le code de WRF a été modifié afin de calculer en ligne les moyennes cumulées de chacun des termes de l'équation (I.2.6)

1.2.2 Le modèle océanique NEMO

a Caractéristiques du modèle

Le modèle océanique Nucleus for European Modeling of the Ocean (NEMO; [Madec, 2008](#)) a initialement été développé pour réaliser des simulations globales. Il s'agit d'ailleurs de la composante océanique du modèle de climat de l'Institut Pierre et Simon Laplace. Récemment, NEMO a cependant été utilisé en configuration régionale dans diverses études ([Resplandy et al, 2011](#); [Jouanno and Sheinbaum, 2013](#); [Benshila et al, 2014](#)).

NEMO est basé sur les équations primitives de la dynamique des fluides géophysiques. Plusieurs schémas d'advection horizontale de moment et des traceurs sont disponibles dans le code. Dans cette étude nous avons utilisé une advection horizontale basée sur un schéma de type UBS du troisième ordre ([Farrow and Stevens, 1995](#); [Webb et al, 1998](#)). Comme celle-ci présente déjà une diffusion intrinsèque, aucune diffusion horizontale supplémentaire n'est ajoutée. Le flux vertical de traceurs est calculé à partir de la dissipation de la variance totale ([Lévy et al, 2001](#)), et l'advection verticale de moment est basée sur un schéma centré de deuxième ordre. Enfin, la paramétrisation du mélange vertical turbulent est basée sur une fermeture en énergie cinétique turbulente ([Blanke and Delecluse, 1993](#); [Madec, 2008](#)).

La même grille horizontale que celle de WRF, de résolution $1/12^\circ$, a été utilisée pour la configuration océanique. Sur la verticale, NEMO (version 3.4) possède 75 niveaux Z (horizontaux), avec une résolution variant de 1 m (près de la surface) à 200 m (à 6000 m de profondeur). Les 25 premiers niveaux sont situés au dessus de 100 m de profondeur. Afin de mieux prendre en compte les effets topographiques, le niveau dont la profondeur correspond à celle du plancher océanique peut n'être que partiellement rempli d'eau ("partial step", [Adcroft et al, 1997](#)). Le pas de temps du modèle est de 400 s.

b Les configurations utilisées

Trois configurations de NEMO ont été utilisées dans les simulations couplées. Elles correspondent à différents types de forçages aux frontières ouvertes du domaine et de traitements numériques de ces dernières.

► Paramétrisation des frontières ouvertes

Au début de cette thèse, nous disposions d'une version de NEMO n'incluant initialement qu'un seul module de frontières très rudimentaire, appelé "OBC". Dans un

premier temps, des simulations ont donc été réalisées avec ce module. Celui-ci ne permet cependant pas une propagation correcte à l'intérieur du modèle du signal imposé aux frontières (S. Masson, communication personnelle).

Durant ma thèse, un nouveau module, de type BDY, a été implémenté dans notre version du modèle (C. Hourdin et F. Colas, communication personnelle). J'ai alors utilisé ce module dans la suite de mon travail. Il comprend un schéma de type Flather pour la dynamique barotrope (Flather, 1976) et une condition de relaxation sur les champs baroclines (Engedahl, 1995).

► Forçages des frontières ouvertes

Les conditions de température, salinité et vitesse imposées aux frontières ouvertes utilisent des moyennes à 5 jours. Différents produits ont été utilisés :

- Le projet DRAKKAR (Barnier et al, 2006) fournit une simulation océanique globale réalisée à l'aide du modèle NEMO à 0,25 ° de résolution horizontale et 46 niveaux verticaux (ORCA025-B83). Ces données ont été utilisées comme forçage de notre configuration sur l'année 2007.
- La campagne de mesures VOCALS, qui fournit des observations de la structure verticale de la CLA s'est déroulée en 2008. Cette année n'est pas disponible dans le produit DRAKKAR. Pour pouvoir simuler cette année et la comparer aux données VOCALS, des conditions de frontières ont été générées à partir d'une simulation océanique globale fournie par le groupe MERCATOR (communication personnelle, Gilles Garric, simulation ORCA025-T323). Celles-ci couvrent la période 2005-2008. En analysant l'année 2007 des simulations forcées par DRAKKAR et par MERCATOR on peut voir que cette structure verticale dans la CLA varie peu en fonction du forçage de frontière océanique. La simulation forcée par MERCATOR sera ici uniquement utilisée pour évaluer la structure verticale de l'atmosphère du modèle couplé durant la période des observations VOCALS.
- Enfin, l'analyse des conséquences des interactions océan-atmosphère sur la dynamique océanique, nécessite des simulations plus longues (7 ans, Chap. V). Un dernier jeu de forçages a été produit grâce à la réanalyse Simple Ocean Data Assimilation (SODA, Carton et al, 2000, résolution de 1/2 °) sur les années 2002-2008.

► Conditions initiales

Les expériences de type NEMO_A ont été initialisées grâce à une simulation océanique régionale forcée de 1990 à 2006 (avec la même grille au 1/12 °). Celle-ci, que nous appellerons ici `nemo_drakkar`, est forcée par les flux de chaleur et d'eau douce ERAinterim à la surface et utilise ORCA025-B83 comme conditions aux frontières, avec la paramétrisation OBC.

La configuration NEMO_B a pour conditions initiales une autre simulation océanique régionale forcée couvrant les années 2000 à 2004, qui sera appelée `nemo_mercator`. Le forçage atmosphérique de `nemo_mercator` est identique à celui de `nemo_drakkar` à l'exception des données de vent de surface, qui sont issues de QSCAT. Quant aux frontières de `nemo_mercator`, là aussi de type OBC, elles proviennent de ORCA025-T323.

Enfin, l'état initial de la configuration NEMO_C provient d'une simulation (`nemo_soda`), des années 2000 et 2001, à nouveau forcée par ERAinterim et les vents de QSCAT à

l'interface air-mer. Les conditions aux frontières (BDY) sont issues de SODA.

Les trois configurations de NEMO utilisées sont résumées dans le tableau I.2. Il faut noter qu'elles ne correspondent pas à des expériences de sensibilité réalisées afin de déterminer celle qui présente les biais les plus faibles. Il s'agit simplement de modifications de la configuration qui ont eu lieu au cours de ma thèse pour pouvoir simuler certaines périodes de temps et pour utiliser un modèle avec un modèle de frontières ouvertes moins rudimentaires.

Nom de la configuration	Paramétrisation des frontières	Produit imposé aux frontières	Conditions initiales
NEMO_A	OBC	DRAKKAR (2007)	nemo_drakkar (31/12/2006)
NEMO_B	OBC	MERCATOR (2005-2008)	nemo_mercator (31/12/2004)
NEMO_C	BDY	SODA (2002-2008)	nemo_soda (31/12/2001)

Table I.2 Caractéristiques des configurations de NEMO utilisées pour les simulations couplées (c.f. Table I.3).

I.2.3 Le couplage entre les deux modèles

a Le coupleur OASIS

WRF et NEMO ont été couplés grâce à l'interface de couplage Ocean Atmosphere Sea Ice Sol (Valcke et al, 2013, OASIS3-MCT). Toutes les heures celle-ci permet l'échange d'informations sur la SST, les courants de surface, la TV, les flux de chaleur et d'eau douce. Les modèles vont alors évoluer librement : il n'y a pas de rappel vers un état prescrit (autre que les conditions aux frontières ouvertes). Le rayon de déformation de Rossby étant plus grand dans l'atmosphère (environ 10 fois plus) que dans l'océan, les modèles couplés utilisent généralement une résolution plus basse dans l'atmosphère. Une telle approche ne permet néanmoins pas de représenter les processus atmosphériques de très fine échelle, qui pourraient jouer un rôle important dans le flux air-mer de quantité de mouvement (Moulin and Wirth, 2014). Nous avons choisi d'utiliser la même résolution (1/12°) à la fois pour l'océan et pour l'atmosphère. La mise en place d'une telle configuration couplée régionale entre NEMO et WRF a été par exemple récemment réalisée sur la région de l'océan indien (Samson et al, 2014).

b Simulations couplées

Différentes simulations couplées ont été réalisées, en utilisant plusieurs configuration des modèles atmosphérique et océanique. Elles sont récapitulées Table I.3 et sont

nommées avec un numéro, correspondant au numéro de la configuration de WRF (voir Table I.1) et une lettre majuscule, faisant référence à celle de NEMO (voir Table I.2). Les simulations courtes (un an) sont utilisées pour étudier la réponse de l’atmosphère aux anomalies de SST. Le temps d’ajustement de celle-ci étant très court, on considère qu’elle atteint très vite un état d’équilibre et seul un spin-up de 3 jours est considéré. Le choix de conditions initiales océaniques provenant de simulations forcées de plusieurs années et ayant donc atteint un état d’équilibre, permet de démarrer avec une meso-échelle océanique déjà existante. Pour analyser les conséquences du couplage sur l’océan, les années 2003 à 2008 sont étudiées : la première année (2002) des simulations de la Table I.3b est écartée afin de laisser à la meso-échelle océanique le temps de s’ajuster au type de couplage choisi (voir paragraphe d ci-dessous).

(a)

Nom	Schéma de CLA	Schéma de surface	Schéma radiatif	Version de WRF	Configuration de NEMO	Période Simulée
CPL1A	YSU	MM5	Goddard	3.3	NEMO_A	2007
CPL1bA			Dudhia	3.6		
CPL1cA				3.3		
CPL12A	MYNN	MYNN2		3.6	NEMO_B	2005-2008
CPL16A				3.3		
CPL12B				3.3		

(b)

Nom	Calcul de la TV incluant les courants de surface	SST reçue par WRF	periode simulée
CPL16C_11	Oui	SST de NEMO	2002-2008
CPL16C_21	Oui (courants filtrés)		2002
CPL16C_01	Non		2002-2008
CPL16C_02		SST de NEMO filtrée	

Table I.3 *Caractéristiques des simulations couplées. Toutes les configurations possèdent 60 niveaux verticaux et utilisent le schéma convectif BMJ. (a) Simulations utilisant un couplage “classique” : WRF reçoit la SST directement issue de NEMO et calcule la TV en prenant en compte les courants de surface de l’océan (b) Simulations utilisant différents types de couplage dans lesquelles certains champs sont filtrés spatialement. Elles utilisent les configurations WRF16 et NEMO_C et couvrent la période 2002-2008. Les simulations retenues pour l’étude du couplage à meso-échelle sont indiquées en gras.*

c Calcul de la TV

Les conditions de TV imposées à la couche de surface de NEMO sont celles calculées par le schéma de surface de WRF. Toutes les paramétrisations testées sont basées sur la théorie de similarité de Monin-Obukhov (Monin and Obukhov, 1954), dans laquelle la TV s’exprime sous la forme :

$$\vec{\tau}_s = \rho(z_1) u^{*2} \frac{\vec{v}_1}{\|\vec{v}_1\|}$$

$$u^* = \frac{k_0 \|\vec{v}_1\|}{\ln(\frac{z_1}{z_0}) - \psi(\frac{z_1}{L})}$$

où \vec{v}_1 et $\rho(z_1)$ sont respectivement la vitesse et la densité de l'air du premier niveau du modèle atmosphérique (altitude z_1), z_0 est la longueur de rugosité, et L , celle de Monin-Obukhov. La forme de la fonction de stabilité ψ dépend du schéma de surface choisi.

En réalité, la TV dépend, non de la vitesse absolue du vent de surface, mais de sa vitesse relative aux courants de surface de l'océan (Dawe and Thompson, 2006; Song et al, 2006). Il s'agit là d'un ajustement de l'atmosphère à l'océan qui peut affecter la structure de meso-échelle de la TV (Chelton et al, 2004). Pour prendre en compte cet effet, le calcul de la TV par WRF a été modifié (Lemarié, 2015) en remplaçant \vec{v}_1 par $\vec{v}_1 - \vec{v}_1^o$ (\vec{v}_1^o étant la vitesse océanique de surface). Ces modifications ont été incluses dans la version WRF 3.6 de référence. Il est important de noter que la prise en compte des courants de surface se fait dans le code WRF là où est calculée la TV, et non pas au niveau du coupleur ou du modèle d'océan. Le courant de surface de l'océan est donc transmis au modèle d'atmosphère par l'intermédiaire du coupleur OASIS.

d Couplage partiel entre l'océan et l'atmosphère

Pour étudier l'impact relatif dans le couplage des structures de meso-échelle océanique de température et de courants de surface (Chap. V), des expériences de sensibilité ont été réalisées (Table I.3b).

Afin de permettre une interpolation des champs de surface d'un modèle sur la grille de l'autre (lorsque qu'elles sont différentes), OASIS requiert un fichier de poids. Celui-ci a été modifié de manière à ce que les courants et/ou la SST transmise à WRF soient filtrée spatialement grâce à un filtre gaussien d'écart-type 150 km, éliminant la meso-échelle (voir Fig. I.4).

Les simulations ont été nommées d'après le nom de la configuration de WRF (WRF16) et de NEMO (NEMO_C) utilisée, et de deux chiffres indiquant, si WRF reçoit des champs de surface de l'océan identiques à ceux calculés par NEMO (1), filtrés (2). Le premier chiffre correspond aux courants et le second, à la SST. Si la TV est calculée à partir du vent absolu (c'est à dire que les courants de surface de l'océan ne sont pas vus par l'atmosphère), le premier chiffre est alors 0.

La simulation CPL16C_11 est donc la simulation de référence, incluant un couplage "complet" où les courants de surface et la SST sont intégralement transmis à WRF. Dans CPL16C_21, seuls les courants sont filtrés. Leur influence sur la TV est totalement supprimée dans CPL16C_01 (WRF reçoit $\vec{v}_1^o = \vec{0}$). CPL16C_02 correspond à une simulation couplée dans laquelle la SST reçue par WRF a été filtrée ("2"), et pour laquelle la TV est calculée sans prendre en compte les courants de surface de NEMO. Des expériences assez similaires ont été réalisées par Seo et al (2015) dans le système d'upwelling de Californie. Il faut cependant noter une différence importante : dans Seo et al (2015), les TV utilisées comme conditions limites par les modèles atmosphérique

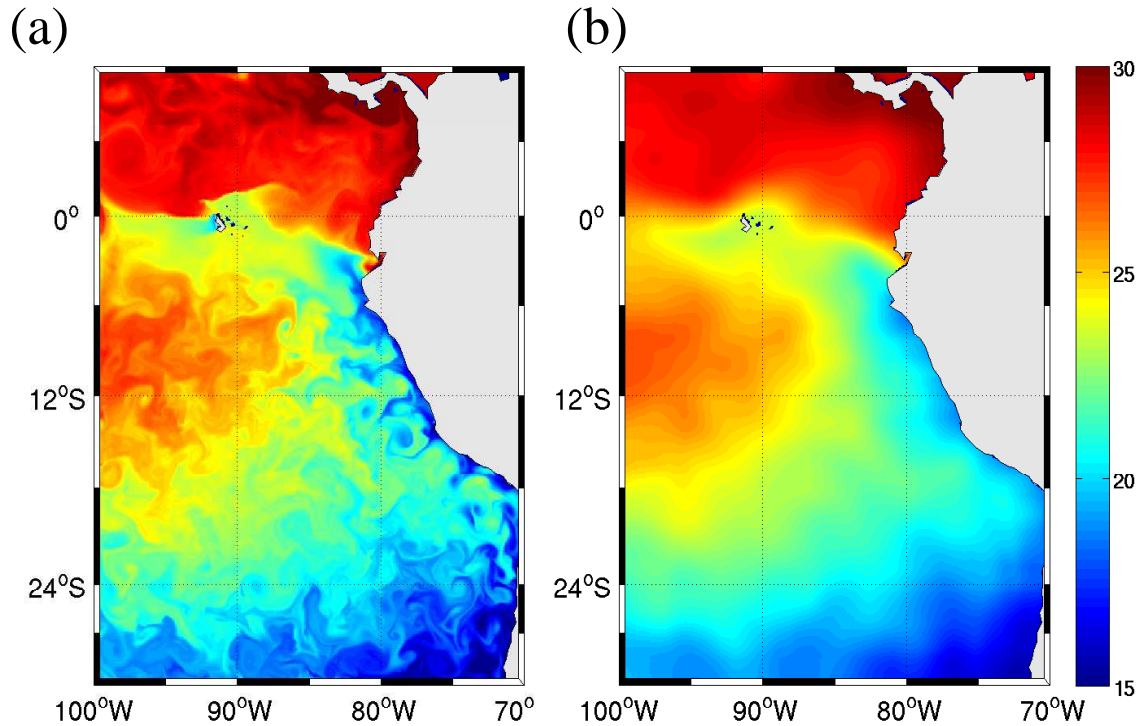


Fig. I.4 SST ($^{\circ}\text{C}$) issue de la simulation *CPL16C_02* au 01/07/2007 (a) SST calculée par NEMO (b) SST filtrée par OASIS et utilisée par WRF.

et océanique sont différentes. En effet, la TV de WRF est calculée par le schéma de surface, sans prendre en compte les courants, tandis que le modèle océanique (ROMS) reçoit uniquement la vitesse du vent à 10 m de WRF et utilise une formule bulk (incluant ou non les courants) pour obtenir une TV. Il y a donc une incohérence entre la quantité de mouvement transmise par l'atmosphère et celle reçue par l'océan.

I.3 Méthodologie

I.3.1 Caractérisation du couplage SST-vent à meso-échelle

Le couplage entre la SST et la TV est mis en évidence par une relation de proportionnalité entre les anomalies de meso-échelle de SST et de TV (équation (0.1.1)). La méthode utilisée pour étudier les caractéristiques de cette relation est présentée dans cette section.

a Changement de grille et dégradation de la résolution des champs

La résolution des modèles WRF et NEMO est plus élevée ($1/12^{\circ}$) que celle des observations satellite de vent ($1/2^{\circ}$) et de SST ($1/4^{\circ}$). Pour pouvoir comparer le couplage entre les différents jeux de données, il est préférable d'avoir des produits à la même résolution.

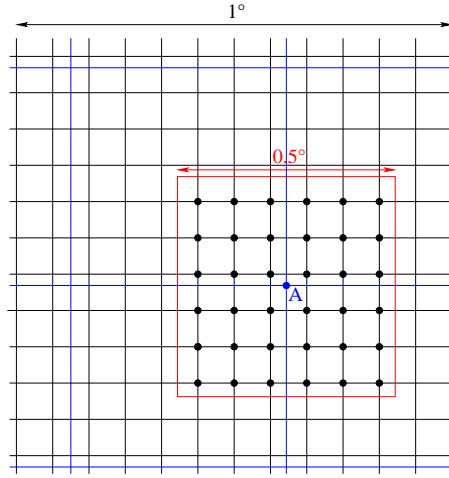


Fig. I.5 Méthodologie pour obtenir un produit comparable aux observations à partir des champs du modèle couplé. En noir est représenté la grille du modèle ($1/12^\circ$), et, en bleu, celle des observations QSCAT ($1/2^\circ$). Au point A de la grille QSCAT, on associe la valeur moyenne de tous les points de la grille du modèle inclus dans le carré rouge

Des champs de SST et de TV de résolution $1/2^\circ$ ont été produits à partir de ceux du modèle couplé avec la méthode suivante : à chaque point de la grille des observations QSCAT, est associée la moyenne de tous les valeurs simulées incluses dans un carré, de taille de 0.5° , centré en ce point (Fig. I.5). Cette technique a aussi été utilisée pour moyenner les observations de SST MW OI sur la grille de QSCAT.

b Filtrage spatial

Afin d'isoler les structures de meso-échelle, les champs journaliers de SST et d'intensité de la TV ont été lissés à l'aide d'un filtre spatial gaussien d'écart-type 150 km, similaire à celui utilisé par OASIS dans les expériences de la Table I.3b. Les anomalies de meso-échelle d'un champ ϕ (SST ou $\|\vec{\tau}_s\|$) sont définies par $\phi' = \phi - \bar{\phi}$, où $\bar{\phi}$ est le champ filtré. La Figure I.6 montre les anomalies de SST et de TV issues du modèle pour le mois de juillet 2007. Le filtrage permet d'éliminer les structures de grande échelle et ne retient que celles de meso-échelle. Sur la Figure I.6, ces structures meso-échelle sont clairement superposées, ce qui est cohérent avec la relation de proportionnalité (0.1.1). Près de la côte, l'intensité de la TV et la SST s'avèrent faiblement corrélées. Nous verrons pourquoi dans la Section III.2.3 et discuterons également l'extension spatiale de cette région côtière. Les caractéristiques du couplage à meso-échelle ont donc été étudiées au large de la bande côtière définie entre la côte et 150 km au large.

c Définition des caractéristiques du couplage SST-vent

Le couplage SST/TV est évalué pour deux saisons (été ou hiver austral). Pour cela, la méthode décrite par Chelton et al (2007) a été appliquée : on utilise 13 dates espacées

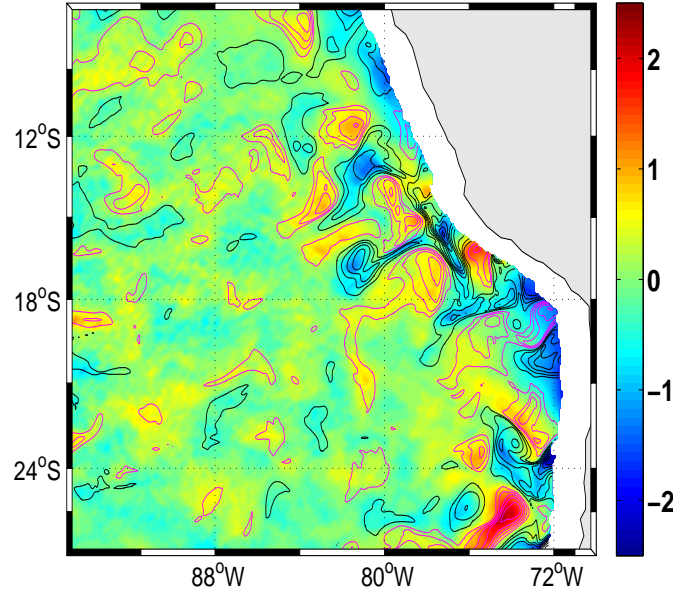


Fig. I.6 Anomalies de meso-échelle de l'intensité de la TV (en couleur, 10^{-2} N m^{-2}). Anomalies de SST (en contour, $^{\circ}\text{C}$) : les contours noir et magenta indiquent une anomalie respectivement négative et positive. L'intervalle entre 2 contours est de $0,25^{\circ}\text{C}$. Il s'agit de champs issus de la simulation CPL16A, moyennés sur le mois de juillet 2007. La bande côtière, de 150 km de large, où les effets orographiques sont dominants a été masquée.

de 7 jours chacune : en été, les dates s'échelonnent du 15 janvier au 16 avril, et, en hiver, du 15 juillet au 14 octobre. Pour chacune d'entre elles, on calcule les anomalies de SST et d'intensité de TV moyennées sur les 29 jours encadrant cette date (voir Fig. I.7). L'intensité de la TV est calculée à partir du vecteur TV journalier, puis moyennée sur les 29 jours.

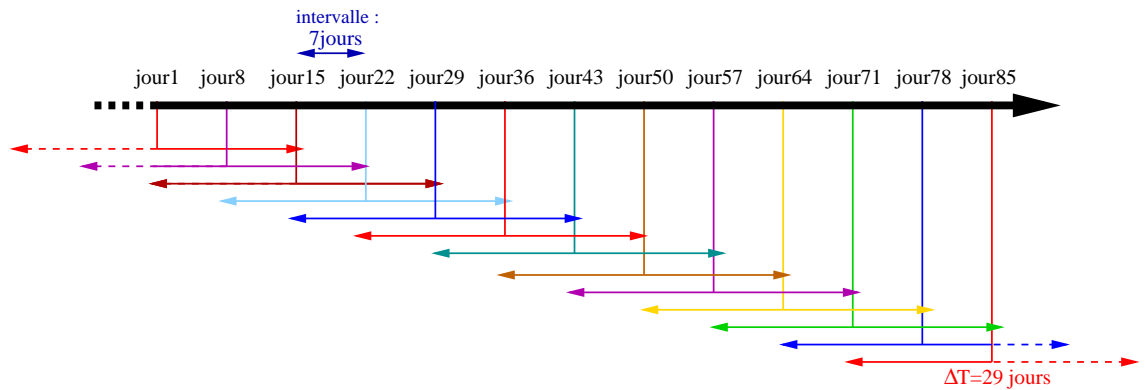


Fig. I.7 Périodes utilisées pour le calcul des caractéristiques du couplage à une saison donnée. Des champs moyens sont calculés sur 13 périodes de 29 jours (doubles flèches de couleurs). Le début de chacune de ces périodes est espacé de 7 jours.

Un nuage de points représentant l'anomalie de l'intensité de la TV en fonction de celle de SST est ensuite réalisé en utilisant tous les points des 13 champs moyens (Fig. I.8a). La corrélation entre les anomalies d'intensité de la TV et de la SST est alors calculée. Elle permet de vérifier si les anomalies de l'intensité de la TV sont proportionnelles à celles de la SST. Toutes les corrélations présentées dans cette thèse sont significatives avec un intervalle de confiance de 95%.

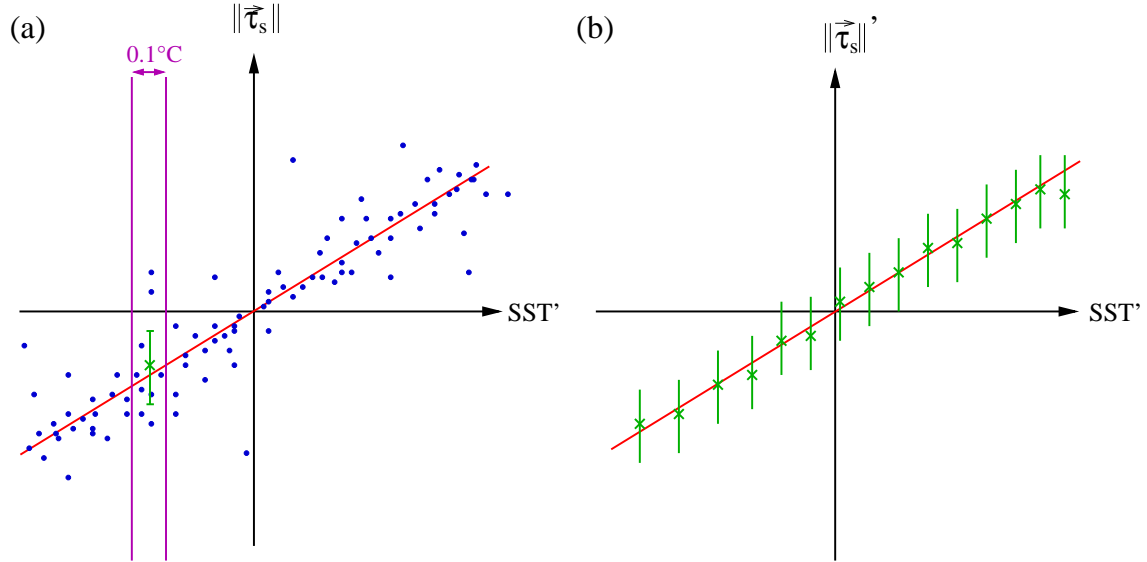


Fig. I.8 Méthode utilisée pour représenter un nuage de point “en colonne” : L’espace est divisé en colonnes verticales (magenta, Fig. a). Dans chaque colonne, on représente l’anomalie d’intensité de TV moyenne (croix verte) et l’écart-type autour de cette moyenne (barre verte). On obtient alors un nuage de point “en colonne” (Fig. b).

Selon une méthode utilisée très largement lors de l’étude du couplage à meso-échelle (Chelton et al, 2001; Desbiolles et al, 2014; Perlin et al, 2014), le nuage de point est représenté en colonne (“binned scatterplot”) : l’axe des abscisses est divisé en intervalles de $0.1^\circ C$. Ceux contenant moins de 1% du nombre total de points ne sont pas utilisés. Pour chacun des intervalles retenus, on calcule l’anomalie d’intensité de TV moyenne, ainsi que l’écart-type associé (Fig. I.8) Un nouveau nuage de points est réalisé, ne représentant que ces anomalies moyennes. Les écart-types sont alors indiqués sous forme de barres verticales. De telles figures sont présentées Chapitres III et IV. Le coefficient de proportionnalité entre les anomalies de TV et de SST moyennes est alors calculé. Celui-ci représente l’intensité de la réponse de la TV à une anomalie de meso-échelle de SST de $1^\circ C$.

I.3.2 Caractérisation des tourbillons océaniques

a Détection des tourbillons

Une analyse des caractéristiques des tourbillons est présentée Chapitre V. Ceux-ci sont détectés sur les champs moyennés tous les 5 jours grâce à une méthode décrite par Kurian et al (2011) et utilisée dans plusieurs études (Jin et al, 2009; Colas et al, 2012).

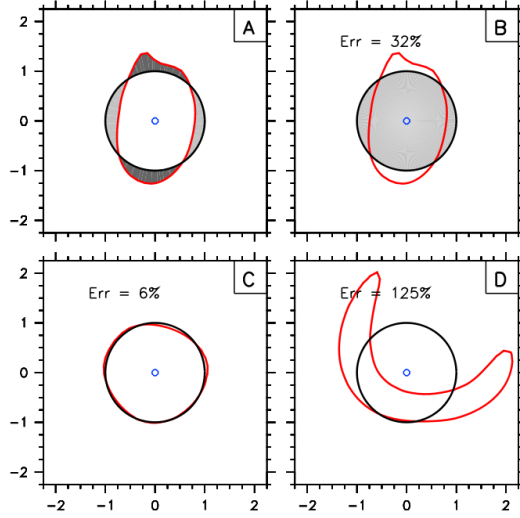


Fig. I.9 Calcul de l'erreur associée à un contour fermé de Q , pour 3 formes de contours différentes (en rouge). Les cercles associés à chaque contour sont représentés en noir. L'aire grise sur la Figure A représente l'écart par rapport à l'approximation circulaire. Celle de la figure B est celle du cercle. L'erreur (Err) associée au contour est le ratio entre ces deux aires. Les contours des Figures A et C seront retenus, mais pas celui de la Figure D (erreur supérieure à 40 %) Figure extraite de [Kurian et al \(2011\)](#).

Elle est basée sur l'indentification de contours du "paramètre Q ", tenseur de gradient de vitesse de surface défini comme :

$$Q = -\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 - \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)$$

Chaque contour est ensuite approximé par un cercle et une erreur est associée à cette approximation (voir Fig. I.9). Une anomalie de SSH est aussi calculée, par rapport à une moyenne glissante sur 90 jours. Un paramètre ΔSSH est alors déterminé, correspondant à la différence entre l'anomalie maximale et minimale incluse dans le contour. Afin de détecter automatiquement les tourbillons, une série de critères a été définie : si le contour est circulaire (erreur inférieure à 40 %), si son rayon est compris entre 30 et 100 km, si sa vorticité maximale divisée par le facteur de Coriolis est supérieure (en valeur absolue) à 0.05 et si $\Delta SSH > 0.1$ cm, on considère alors avoir affaire à un tourbillon cohérent. Cette méthode a d'abord été appliquée à plusieurs champs journaliers pour déterminer les valeurs-seuil des critères. Nous avons ainsi vérifié que les tourbillons visuellement présents dans les champs de SSH et de vorticité sont bien détectés par cette méthode.

Ceux-ci sont ensuite classés en cyclones et anticyclones selon leur vorticité, puis suivis au long de leur trajectoire. Seuls ceux qui ont une durée de vie supérieure à 15 jours sont retenus.

b Construction de composites au dessus des tourbillons

Des composites orientés vont alors être calculés au dessus des tourbillons, en particulier des composites d'anomalies (de SSH, SST, courants, TV ...). Ici, et seulement ici, les anomalies sont définies comme étant la différence entre le champ journalier à une date donnée et la moyenne sur les 90 jours encadrant cette date.

Pour chaque tourbillon (de rayon R) détecté, l'ensemble des points à moins de $4R$ du centre du tourbillon sont sélectionnés. Le pas de la grille est alors renormalisé de manière à ce que R soit égal à la moyenne des rayons des tourbillons (voir [Gaube et al, 2015](#); [Byrne et al, 2015](#), pour une normalisation similaire).

La direction du vent moyen \vec{V}_m (moyenne sur 90 jours) au dessus du tourbillon est ensuite calculé. La grille est alors pivotée pour que \vec{V}_m soit orienté du sud vers le nord. Les composites sont calculés en moyennant les champs sur les grilles renormalisées et réorientées.

Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre nous avons présenté les outils méthodologiques qui seront utilisés dans cette thèse. L'étude des interactions couplées océan-atmosphère à meso-échelle se fera principalement à l'aide d'un modèle couplé WRF-OASIS-NEMO, avec une résolution horizontale de $1/12^\circ$. Afin de comparer leurs résultats aux observations satellite et *in situ*, et pour choisir la (ou les) configuration(s) présentant les biais les plus faibles (voir Chap. II), de nombreuses configurations du modèle ont été présentées dans ce chapitre.

Pour étudier les impacts de la réponse atmosphérique à la meso-échelle océanique (Chap. V), plusieurs expériences de sensibilité ont été réalisées, dans lesquelles les champs de SST et de courant de surface transmis au modèle atmosphérique ont été préalablement lissés par le coupleur.

Nous avons également précisé dans ce chapitre comment nous calculerons les corrélations et les coefficients de proportionnalité entre les meso-échelle d'intensité de la TV et de la SST. Ensuite, nous avons décrit la méthode suivie pour identifier et analyser les tourbillons océaniques.

Avant d'utiliser ces outils méthodologiques pour étudier les interactions couplées à meso-échelle, il nous faut à présent évaluer les simulations décrites précédemment.

Chapitre II

Evaluation des modèles

Avant d'utiliser les modèles pour étudier les interactions couplées à meso-échelle, il faut d'abord s'assurer qu'ils sont capables de simuler celles-ci de manière réaliste. Plusieurs études ont déjà montré que les caractéristiques du couplage variaient dans l'espace et dans le temps, en fonction des conditions climatiques régionales (voir Sec. 0.4.2). Il est donc nécessaire de vérifier au préalable que ces dernières sont correctement reproduites dans les simulations.

Ce chapitre présente le travail réalisé pour modéliser le climat du Pacifique Sud-Est, et compare le modèle et les observations. On s'intéresse d'abord au réalisme des champs atmosphériques, puis à celui de la dynamique océanique.

II.1 Evaluation des champs atmosphériques

II.1.1 Sensibilité des résultats à la configuration du modèle WRF forcé

Pour obtenir une configuration reproduisant le climat du Pacifique Sud-Est de façon réaliste, de nombreuses simulations atmosphériques forcées (voir Table I.1) ont d'abord été analysées et comparées aux observations. Ces différents tests ont pour but d'identifier la configuration atmosphérique qui sera ensuite utilisée pour étudier les interactions couplées océan/atmosphère. Nous faisons donc l'hypothèse que les champs moyens des simulations forcées et couplées présentent le même type de biais.

a Sensibilité aux choix de paramétrisations physiques

► Paramétrisations de la CLA

Les anomalies induites dans l'atmosphère par la meso-échelle océanique ont principalement lieu dans la CLA (*e.g.* O'Neill et al, 2010b; Perlin et al, 2014). Il est donc essentiel de choisir des paramétrisations qui soient capable de simuler la dynamique des basses couches de l'atmosphère du Pacifique Sud-Est. Quatre d'entre elles ont été testées : MYNN, YSU, UW et GBM (Simulations WRF1, WRF2, WRF3 et WRF9, respectivement, *c.f.* Sec. I.2.1b). Les flux (de quantité de mouvement, de chaleur, d'eau douce) à l'interface air-mer, conditions limites de la CLA, sont calculés par le schéma de surface MM5, qui peut être utilisé avec toutes ces paramétrisations de CLA. Un second schéma de surface (MYNN2) a cependant été développé spécifiquement pour

MYNN, tandis que UW peut aussi être utilisé avec le schéma JE. Deux autres simulations (WRF4 et WRF5) ont donc été réalisées afin d'étudier l'impact du schéma de surface sur les résultats.

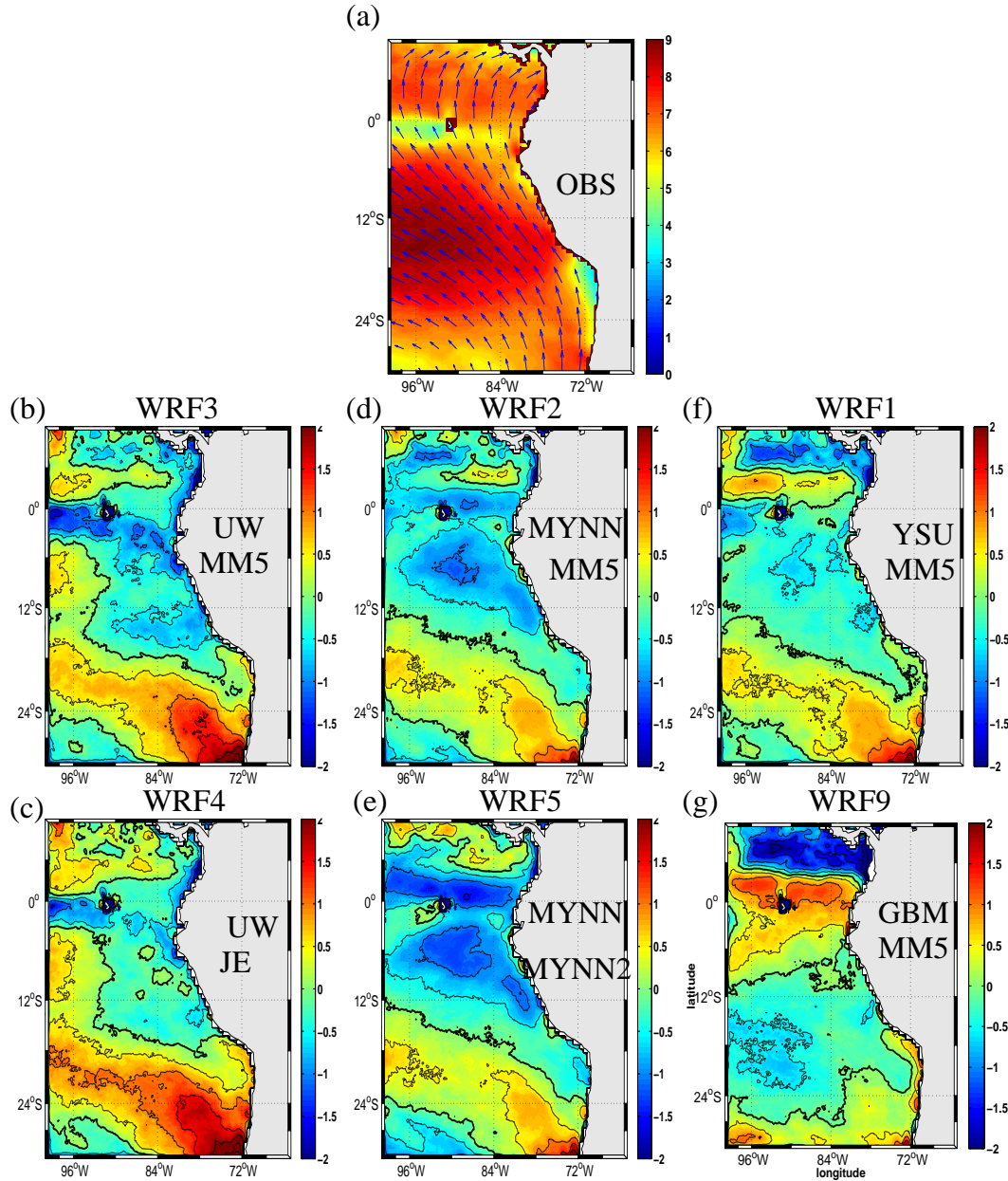


Fig. II.1 (a) Vitesse du vent à 10 m, moyenne des observations QSCAT de septembre à octobre 2008. En couleur : intensité du vent (m s^{-1}), flèches : direction du vent. (b)-(g) Anomalies de la vitesse du vent à 10 m (m s^{-1}) par rapport à la moyenne QSCAT, pour la période septembre/octobre 2008 pour les simulations (b) WRF3 (c) WRF4 (d) WRF2 (e) WRF5 (f) WRF1 (g) WRF9. Les schémas de CLA et de surface utilisés ont été indiqués sur chaque carte.

La vitesse du vent de surface a été identifiée comme un facteur majeur modulant l'intensité du couplage à meso-échelle (O'Neill et al, 2012). Elle est représentée sur la Figure II.1 (moyenne des mois de septembre et octobre 2008, *i.e.* conditions hivernales), pour les observations QSCAT et le modèle. L'erreur moyenne (sur tout le domaine) de la direction du vent simulée par WRF (non montrée ici) est inférieure à 5 ° avec MYNN, YSU et GBM, et inférieure à 7 ° avec UW. Les observations montrent que l'intensité du vent à 10 m est maximale au large, entre 6 °S et 20 °S, alors qu'elle est plus faible au sud de 24 °S et à l'Equateur. L'intensité du vent diminue lorsqu'on se rapproche de la côte. Il s'agit là d'une caractéristique importante dans les systèmes d'upwelling de bord Est. A 18 °S, la région côtière présente une très faible intensité du vent ($\sim 4 \text{ m s}^{-1}$). Les différents schémas de CLA de WRF sont capables de reproduire ces variations spatiales, les anomalies étant inférieures à 10 % à l'exception de quelques régions :

- Au sud de 24 °S, les simulations présentent un maximum près de la côte trop intense (jusqu'à + 30 % de la vitesse du vent à 10 m), les schémas YSU, MYNN et GBM (Fig. II.1d, e et g) présentant les biais les plus faibles (20 %).
- Au nord de 15 °S, les simulations utilisant MYNN surestiment la diminution du vent près de la côte, conduisant à des biais de ~ 10 %.
- A l'équateur, le vent simulé est ~ 10 % trop faible, sauf avec GBM (il est alors 10 % trop fort).
- Au nord de 6 °N, les simulations utilisant YSU et GBM présentent un biais négatif du vent de 10 et 20 %.

L'intensité du vent simulé par WRF dans le Pacifique Sud-Est (au sud de 6 °S) présente un biais moyen inférieur à 10 %, aucune paramétrisation ne réduisant significativement ce biais.

Dans les simulations (globales ou régionales), le flux de radiation solaire incident à la surface de la mer est souvent trop intense dans les régions d'upwelling de bord-est (Ma et al, 1996; Davey et al, 2002; Meehl et al, 2005), ceci étant généralement associé à une sous-estimation de la couverture de nuages bas (*e.g.* Wyant et al, 2010; De Szoeko et al, 2012). Ce biais est particulièrement important lorsqu'on utilise un modèle couplé car il réchauffe l'océan (De Szoeko et al, 2010). Le flux solaire incident est présenté Figure II.2. Les observations montrent un premier minimum situé environ 600 km au large du continent, entre 10 °S et 24 °S et un second au nord de l'Equateur. UW (Fig. II.2b et II.2c) présente un gradient presque méridien de flux qui n'est absolument pas réaliste. Bien que la radiation solaire incidente soit globalement 15 % et 30 % forte, MYNN (Fig. II.2d et II.2e) et YSU (Fig. II.2f) parviennent à représenter le minimum de flux vers 12 °S, situé trop près de la côte. Les biais de MYNN sont deux fois moins marqués que ceux de YSU, car cette première paramétrisation produit un flux moins intense et un minimum beaucoup plus étendu que la seconde. Enfin, GBM (Fig. II.2g) présente un flux trop fort, ne parvient pas à générer de minimum. Les simulations utilisant la même paramétrisation de CLA et des schémas de surface différents (Fig. II.2b et II.2c d'une part, et II.2d et II.2e, d'autre part) présentent des résultats très similaires, montrant que le choix du schéma de surface affecte peu le flux de radiation solaire.

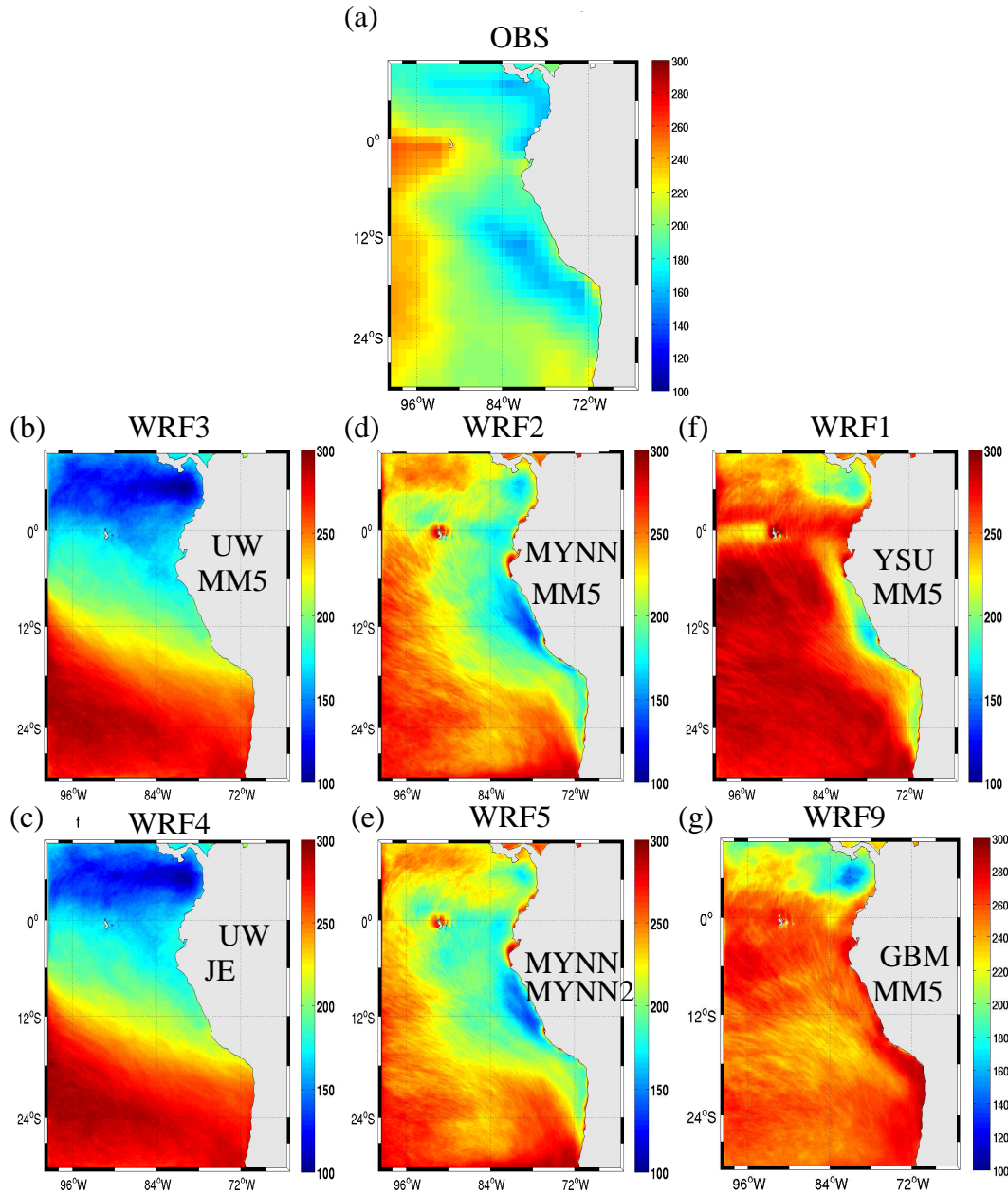


Fig. II.2 Flux solaire incident à la surface de la mer, moyenne de septembre à octobre 2008 (W m^{-2}). (a) Observations ISCCP (b) WRF3 (c) WRF4 (d) WRF2 (e) WRF5 (f) WRF1 (g) WRF9. Les schémas de CLA et de surface utilisés ont été indiqués sur chaque carte.

► Paramétrisations de convection peu profonde et de flux radiatif

La paramétrisation de CLA donnant les erreurs les moins importantes sur le vent moyen et le flux solaire est MYNN. Elle a donc été retenue afin d'étudier l'impact du choix de paramétrisation du flux radiatif (Goddard ou Dudhia) et de la convection peu profonde (KF ou BMJ). Pour cela, les simulations WRF5, WRF6, WRF7 et WRF8

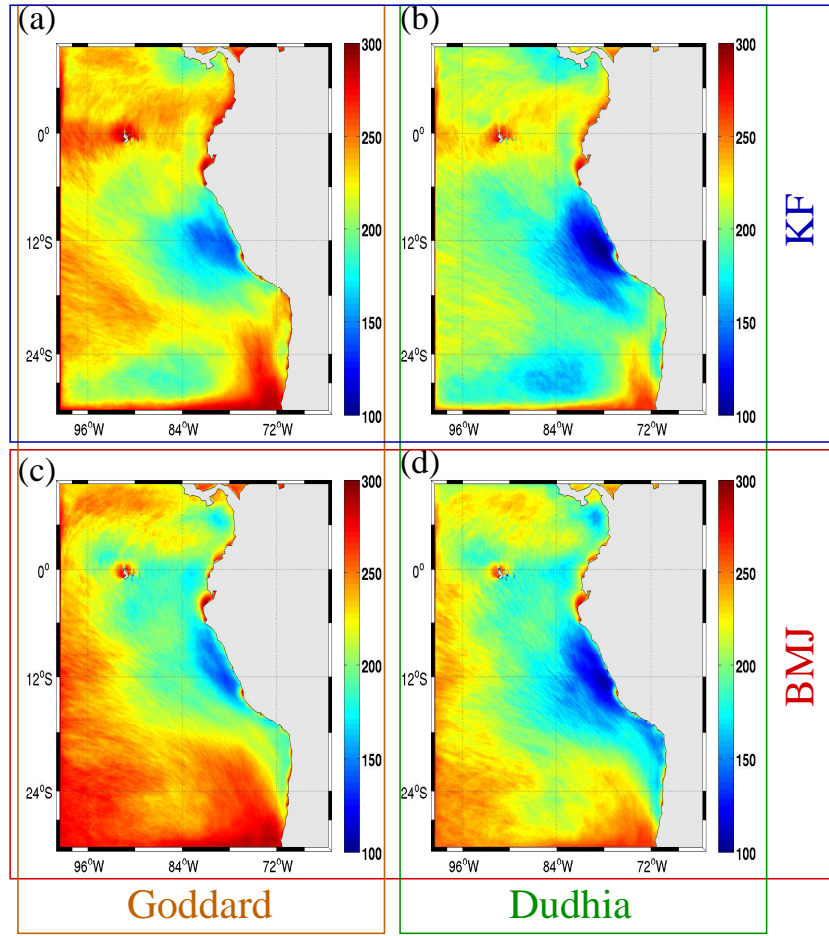


Fig. II.3 Flux solaire incident à la surface de la mer, moyenne de septembre à octobre 2008 (W m^{-2}). (a) WRF6 (b) WRF8 (c) WRF5 (d) WRF7.

sont comparées.

La Figure II.3 montre que l'utilisation de Dudhia diminue le flux solaire incident de $\sim 10\%$, tandis que BMJ l'augmente à l'Equateur, et à la côte au sud de 18°S , tout en le diminuant au large vers 27°S . La simulation présentant le biais le plus faible est celle utilisant BMJ et Dudhia (WRF7, Fig. II.3d), réduisant de 15% le biais chaud observé Figure II.2e au sud de 5°S , et étendant le minimum de flux plus au large. Au nord de l'Equateur, le faible flux solaire observé est surestimé ($15\text{-}25\%$) par le modèle. Cette région correspond à un climat très différent de celui du système d'upwelling : il s'agit de la zone de convergence intertropicale (ITCZ) vers laquelle soufflent les Alizées des deux hémisphères, créant des vitesses verticales ascendantes et de la convection profonde (*e.g.* Schneider et al, 2014). Cette thèse s'intéressant à la région du Pacifique Sud-Est, nous avons choisi les simulations présentant les biais les plus faibles au sud de l'équateur.

Le réalisme des précipitations, responsable d'un flux d'eau douce à l'interface air-

mer au nord du domaine, est évalué Figure II.4. Celles-ci sont localisées à l'extrême nord du domaine océanique (le long de l'ITCZ), et sur le continent. De manière générale, WRF tend à les surestimer. La configuration WRF7 s'avère être celle qui présente le biais le plus faible : le taux de précipitation moyen sur le domaine est $\sim 30\%$ trop fort dans cette simulation (il est de $\sim 70\%$, 160% et 110% , pour, respectivement WRF5, WRF6 et WRF8), il atteint son maximum à l'extrême nord de la côte Pacifique sud-américaine, comme dans les observations.

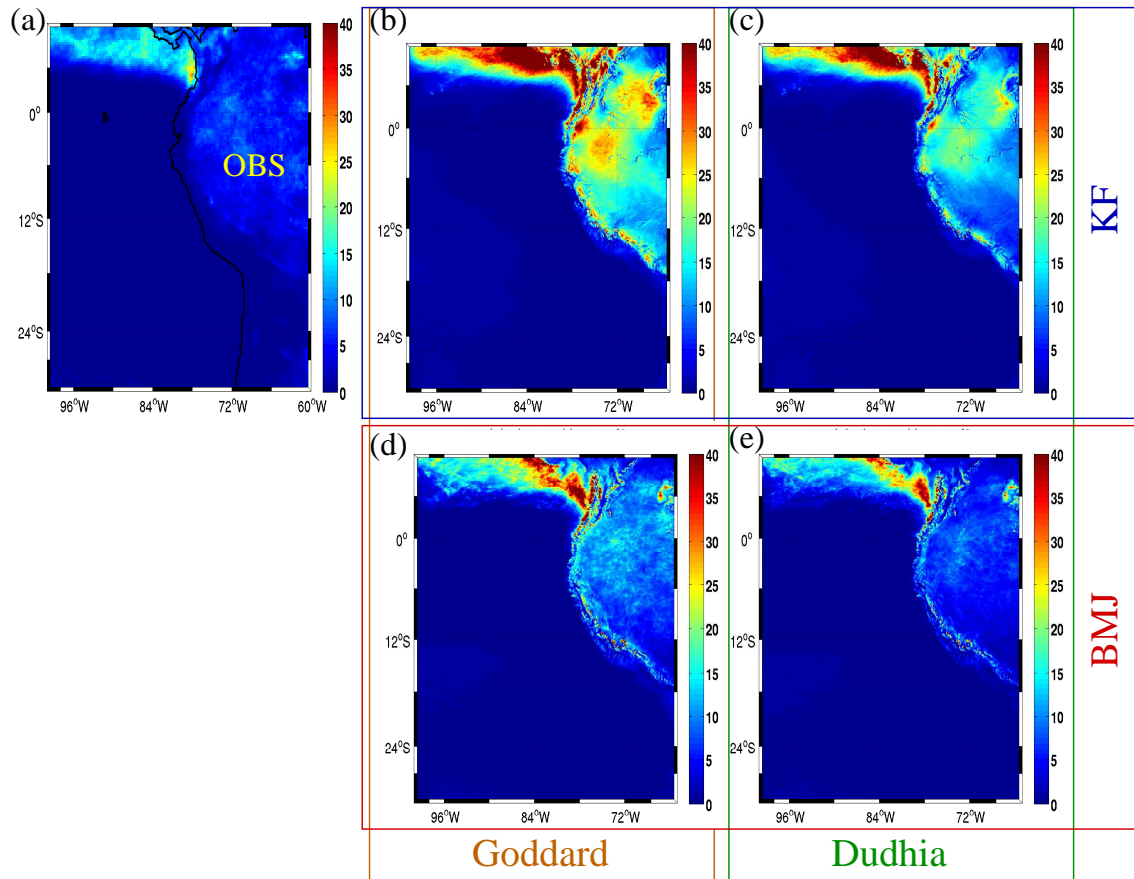


Fig. II.4 Précipitations cumulées de septembre à octobre 2008 (mm jr^{-1}). (a) Observations TRMM (b) WRF6 (c) WRF8 (d) WRF5 (e) WRF7

b Sensibilité aux autres choix de configuration

Pour essayer de réduire les biais encore présents dans la simulation la plus réaliste (WRF7), de nouveaux tests ont été effectués en jouant sur le nombre de niveaux verticaux et la version du modèle (voir Table I.1).

► Sensibilité au nombre de niveaux verticaux

La turbulence atmosphérique correspond à des processus d'échelle inférieure à 100

m. La configuration par défaut de WRF comporte 28 niveaux, ce qui correspond à une résolution verticale d'environ 100 m dans la CLA (Fig. I.3), les phénomènes liés à la turbulence n'y sont donc que partiellement résolus. Le nombre et la répartition des niveaux verticaux ont donc été modifiés (voir table I.1). Les simulations WRF10, WRF11 et WRF12 sont ici comparées.

L'ajout de niveaux supplémentaires dans la CLA permet d'augmenter le flux à la côte près de 12 °S, là où il était trop faible et de déplacer son minimum vers le large (Fig. II.5). Si le biais moyen est réduit de $\sim 15\%$ au sud de 5 °S entre WRF10 et WRF12, il est cependant augmenté de $\sim 35\%$ au nord de l'équateur.

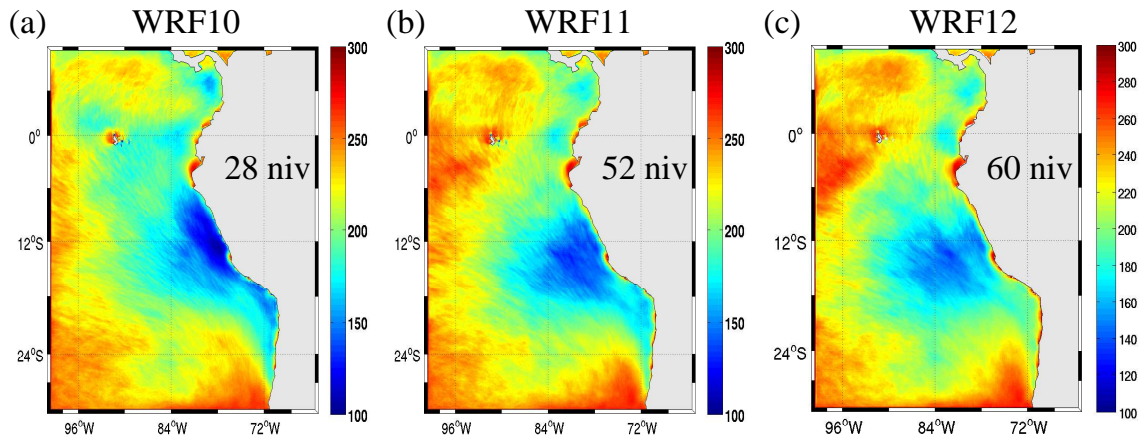


Fig. II.5 Flux solaire incident à la surface de la mer, moyenne de septembre à octobre 2008 ($W m^{-2}$). (a) WRF10 (b) WRF11 (c) WRF12. Le nombre de niveaux verticaux du modèle a été indiqué sur chaque carte.

L'impact du nombre de niveaux sur la structure verticale de la CLA est étudié grâce aux sondages atmosphériques à 20 °S et 75 °W de la campagne VOCALS-REx. Les mesures moyennes de température potentielle et d'humidité spécifique sont représentées Figure II.6. Plusieurs profils, moyennés sur une durée de 4 jours, ont aussi été calculés à partir des simulations pour des dates proches de celles des mesures. Cela permet d'obtenir une représentation des variations du profil simulé dues à une variabilité haute fréquence intrinsèque du modèle. La région du Pacifique Sud-Est présente une couche d'inversion au sommet de la CLA (~ 860 hPa dans les observations, sur la Fig. II.6). Au dessus de celle-ci, l'atmosphère est stable et très sèche. La simulation WRF10 reproduit qualitativement ces observations. La CLA est cependant trop fine car l'inversion est située à ~ 900 hPa. Entre 950 hPa et 850 hPa, l'atmosphère est trop sèche, elle présente un biais d'humidité de $2.5 g kg^{-1}$ (soit 40 %). L'inversion au sommet de la CLA est également moins marquée : les gradients verticaux de température potentielle et d'humidité spécifiques dans la couche d'inversion sont respectivement, 4 et 6 fois plus intenses dans les observations que dans WRF10. Wyant et al (2010) ont étudié des simulations régionales réalisées avec différents modèles atmosphériques montrant que ce type de biais est systématique. L'augmentation du nombre de niveaux de 28 à 52 permet d'améliorer sensiblement le réalisme de la température potentielle du modèle : WRF11 ne sous-estime plus la hauteur de l'inversion, et le gradient de tempé-

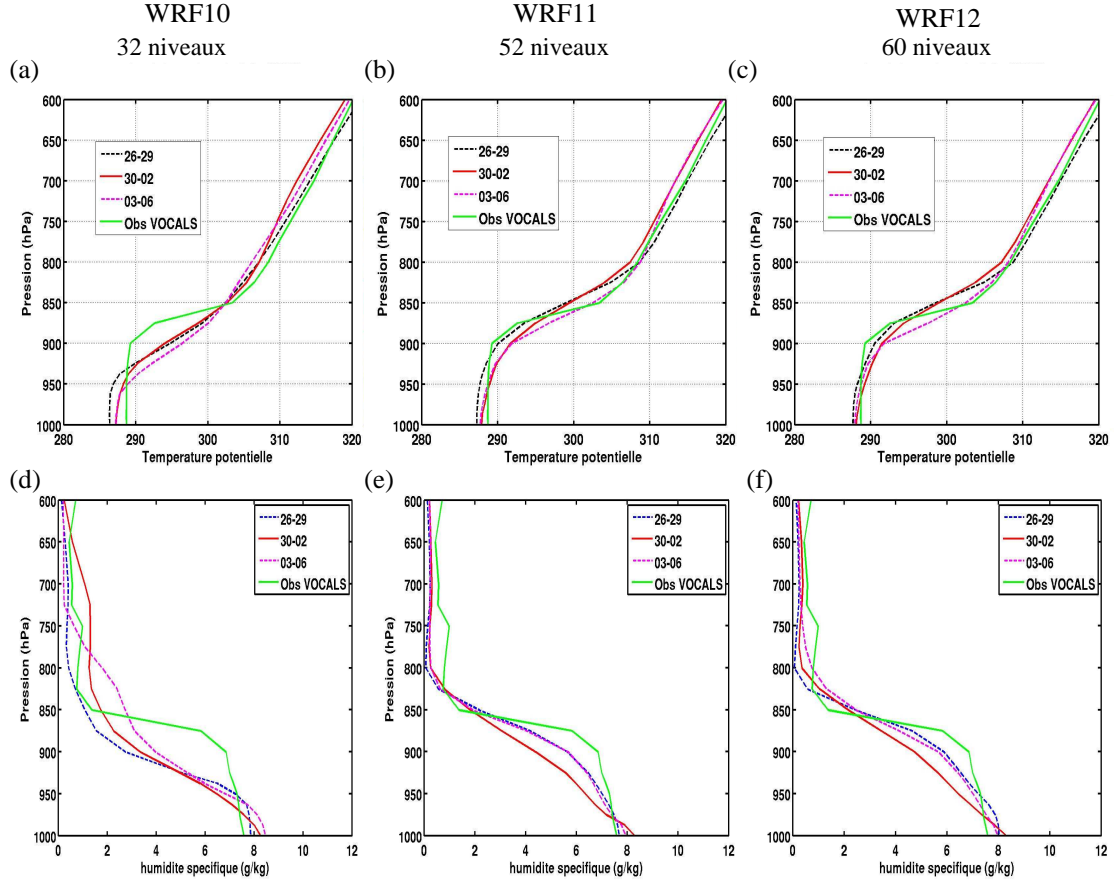


Fig. II.6 Profils verticaux à 20 °S et 75 °W en 2008. Noir : profil moyen du modèle entre le 26/10 et le 29/10. Rouge : idem entre le 30/10 et le 02/11. Magenta : idem entre le 03/11 et le 06/11. Vert : profil moyen des observations VOCALS entre le 30/10 et le 02/11. (a) Profils de Température potentielle (K) de WRF10 (b) Idem pour WRF11 (c) Idem pour WRF12. (d) Profils d'humidité spécifique (g kg^{-1}) de WRF10 (e) Idem pour WRF11 (f) Idem pour WRF12

rature potentielle dans la couche d'inversion est multiplié par 2 par rapport à WRF10 (Fig. II.6b). La CLA est aussi 60 % plus humide que dans WRF10, bien qu'encore trop sèche ($\sim 33\%$) par rapport aux observations. Les profils obtenus après augmentation du nombre de niveaux sont plus réalistes que tous ceux issus des modèles utilisés par Wyant et al (2010). La configuration avec 60 niveaux verticaux (WRF12) a donc été retenue pour la suite de ce travail.

Avec 28 niveaux, l'intensité du vent à 10 m était $\sim 10\%$ trop faible entre 15 °S et 5 °S (Fig. II.7a). En augmentant la résolution verticale dans la CLA (Fig. II.7b), ce biais est divisé par 4. Par ailleurs, le biais du vent, $\sim 5\%$ trop fort au sud de 12 °S, est également diminué. L'erreur moyenne quadratique du vent à 10 m calculé sur toute la région au sud de 5 °S est réduite, de 0.5 m s^{-1} à 0.3 m s^{-1} .

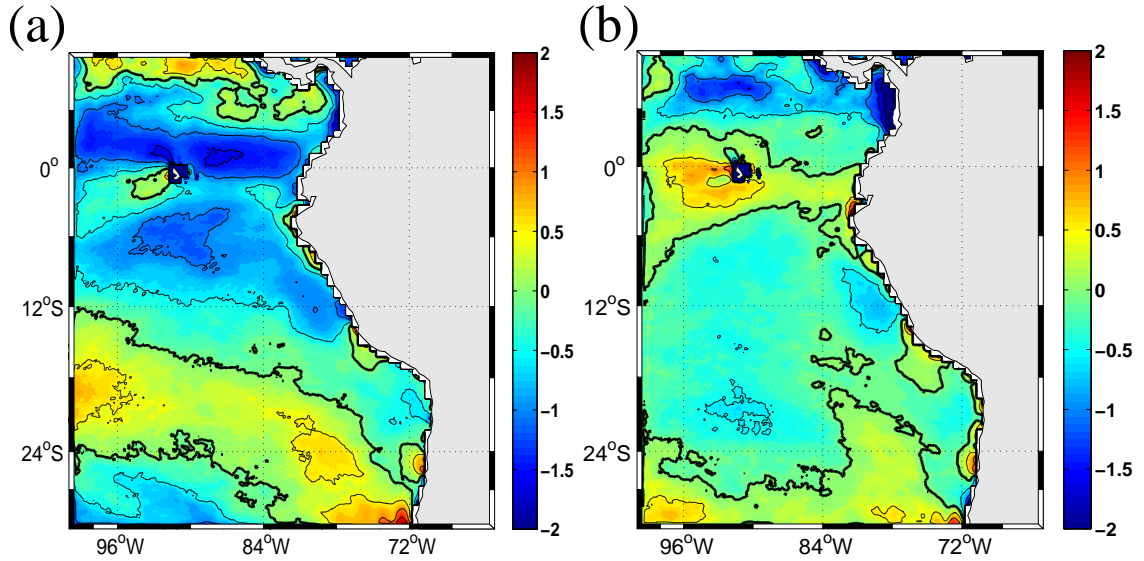


Fig. II.7 biais de la vitesse du vent à 10 m (m s^{-1}) par rapport à QSCAT, pour la période septembre-octobre 2008 pour les simulations (a) WRF10 (28 niveaux verticaux) et (b) WRF12 (60 niveaux verticaux)

► Sensibilité à la version de WRF

La Figure II.8 montre que, bien que l'intensité du vent de surface ne soit pas surestimée dans WRF12 (Fig II.1e), la TV est trop intense (entre 7° S et 30° S, la TV est $\sim 0.015 \text{ N m}^{-2}$ trop intense, soit un biais $\sim 20\%$). Les différences entre les biais de TV et ceux de vent de surface peuvent s'expliquer par le fait que la TV de WRF est calculée grâce au schéma de surface du modèle, prenant en compte la stabilité de l'atmosphère, alors que le vent des observations QSCAT est un vent à 10 m en conditions neutres. Il est donc préférable d'essayer d'obtenir le biais le plus faible possible sur la TV que sur le vent à 10 m.

Pour essayer de réduire le biais de TV et parce que le schéma MYNN a été largement modifié dans les version de WRF postérieures à la 3.3, de nouvelles simulations ont été réalisées avec les version 3.5 (Fig. II.8 c et f) et 3.6 (Fig. II.8 d et g). Celles-ci montrent un biais de TV largement réduit.

La Figure II.9 présente la TV parallèle à la côte en fonction de la distance à la côte. Elle montre la diminution de la TV lorsqu'on se rapproche de la côte, ainsi que le biais de 0.014 N m^{-2} de la version 3.3 de WRF, réduit dans les versions 3.5 et 3.6.

► Sensibilité au forçage de SST

Avant de coupler WRF au modèle d'océan, nous avons étudié la sensibilité des résultats à la résolution horizontale du forçage de SST. Pour cela, deux autres champs de température ont été utilisés : le produit Reynolds d'une part, et les données hybrides OSTIA-IMARPE (voir Sec. I.1.1d) d'autre part.

En moyenne annuelle, les forçages de SST sont surtout différents dans la bande côtière. La SST moyenne entre 7° S et 13° S est représentée Figure II.10a. Au large de 100 km, les données Reynolds sont 0.1°C plus chaudes que le produit OSTIA. Dans les 100 km

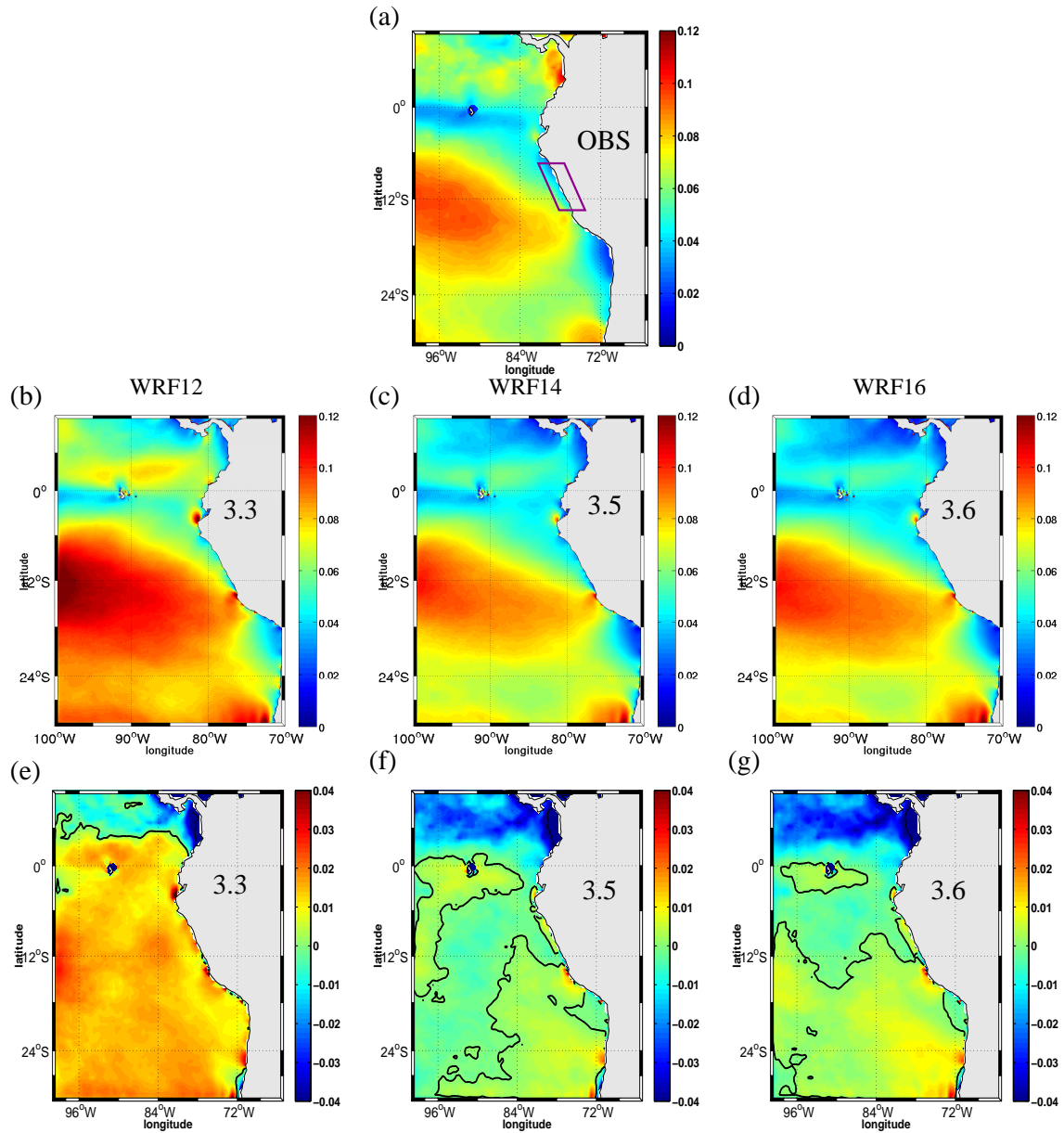


Fig. II.8 (a)-(d) Intensité de la TV, moyenne sur l'année 2008 ($N m^{-2}$). (e)-(g) Anomalies de l'intensité de la TV par rapport aux observations QSCAT ($N m^{-2}$). (a) Observations QSCAT, (b) WRF12, (c) WRF14, (d) WRF16, (e) WRF12, (f) WRF14, (g) WRF16. Le parallélogramme violet sur la Figure (a) indique le domaine $[7^{\circ}S - 13^{\circ}S]$ sur lequel sont moyennés les profils de la Figure II.9. La version de WRF utilisée a été indiquée sur chaque carte.

les plus proches de la côte, elles présentent un gradient de température 15 % moins fort, du fait de leur basse résolution. La comparaison avec les données hybrides OSTIA-IMARPE montrent que les observations satellite (Reynolds et OSTIA) sous-estiment ce gradient.

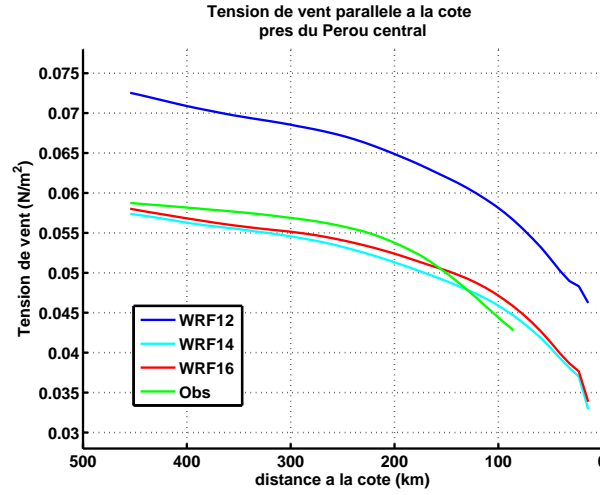


Fig. II.9 TV parallèle à la côte ($N m^{-2}$) en fonction de la distance à la côte, profils moyennés entre $7^{\circ} S$ et $13^{\circ} S$. Bleu : WRF12, cyan : WRF14, rouge : WRF16, vert : Observations QSCAT

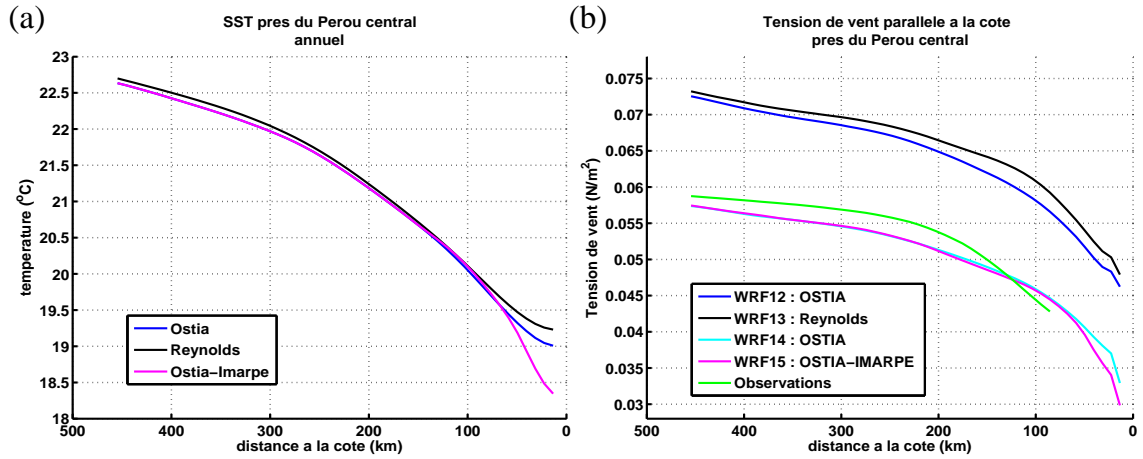


Fig. II.10 (a) Forçages en SST ($^{\circ}C$) en fonction de la distance à la côte, profils moyennés entre $7^{\circ} S$ et $13^{\circ} S$. Bleu : Observations OSTIA, noir : Observations Reynolds, magenta : Observations hybrides OSTIA-IMARPE (b) Intensité de la TV ($N m^{-2}$) en fonction de la distance à la côte, profils moyennés entre $7^{\circ} S$ et $13^{\circ} S$ et sur l'année 2008. Bleu : WRF12, noir : WRF13, cyan : WRF14, magenta : WRF15, vert : Observations QSCAT.

La Figure II.10b montre que la diminution de la TV entre 450 km et 0 km de la côte est modifiée par les changements de gradient de température. En effet, la simulation forcée par la SST Reynolds (WRF13) présente une TV plus intense et une diminution moins marquée que la simulation forcée par OSTIA (WRF12) : les différences atteignent $0.003 N m^{-2}$ (soit 5 %) à 100 km de la côte. La différence de TV entre les simulations forcées par les observations OSTIA (WRF14) et par le produit hybride (WRF15) est

située dans les 70 derniers km où les deux SST diffèrent. Le forçage par le gradient plus marqué des données *in situ* crée une diminution de TV plus forte : à la côte, cette dernière est 10 % moins intense.

Ces différences de TV suggèrent que le gradient de SST associé à l'upwelling joue un rôle dans la diminution de la TV. En effet, entre WRF14 et WRF15, le gradient de SST entre 0 et 100 km de distance de la côte est augmenté de ~ 90 %. Le gradient de l'intensité de TV est alors ~ 10 % plus fort dans WRF15. Selon Renault et al (2015), dans l'upwelling de Californie, la diminution de la TV dans la bande côtière serait surtout due aux effets orographiques (forme de la côte, reliefs géographiques et modification du coefficient de traînée sur le continent) et assez peu dues aux interactions SST-TV. Sous l'hypothèse simple que la diminution d'intensité de la TV entre 100 km et 0 km de la côte, $\Delta\tau$, est due à la somme des effets orographiques, $\Delta\tau_o$, et de la diminution de la SST, ΔT ($\Delta\tau = \Delta\tau_o + S\Delta T$), on a $S = \frac{\Delta\tau_{15} - \Delta\tau_{14}}{\Delta T_{15} - \Delta T_{14}}$ (où les indices 14 et 15 font respectivement référence à WRF14 et à WRF15). La diminution du vent dans WRF14 due à la température représenterait alors $\frac{S\Delta T_{14}}{\Delta\tau_{14}} \sim 25$ % de la diminution effectivement observée $\Delta\tau_{14}$. Ce pourcentage est plus élevé que celui mis en évidence par Renault et al (2015) en Californie (15 %).

En résumé, la combinaison de paramétrisations permettant de réaliser les simulations atmosphériques forcées présentant les biais les plus faibles correspond à la paramétrisation de CLA MYNN, associé aux schémas de surface MYNN2, de convection BMJ et au schéma radiatif Dudhia. La configuration à 60 niveaux verticaux et l'utilisation de la version 3.6 de WRF réduisent aussi les biais du modèle. Le schéma de CLA YSU, bien que simulant un biais de flux solaire incident 2 fois plus fort que MYNN, est celui qui, après MYNN, produit les résultats les plus proches des observations.

II.1.2 Sensibilité des résultats à la configuration du modèle couplé

Plusieurs simulations ont été réalisées afin d'évaluer l'impact du couplage sur le réalisme des champs atmosphériques, avec les versions 3.3 et 3.6 de WRF. Seules les paramétrisations de CLA MYNN et YSU ont été utilisées car ce sont celles qui, dans les configurations forcées, présentent les biais de flux solaire les plus faibles (voir Fig. II.2). Le schéma radiatif Dudhia, dans les simulations forcées utilisant MYNN, a permis de réduire ces biais (voir Fig. II.3). Des simulations couplées ont donc également été menées en associant YSU et Dudhia.

a Flux solaire incident

La Figure II.11 montre le flux radiatif moyen durant l'année 2007 de ces simulations. Les structures présentées sont très proches de celles obtenues dans les simulations forcées : large zone de faible intensité entre 12 °S et 22 °S à 600 km au large dans les simulations utilisant MYNN et minimum localisé dans les 200 derniers km dans celles utilisant YSU. Le flux solaire associé à YSU est trop chaud (~ 20 à 90 W m^{-2}). Les résultats sont donc peu affectés par le couplage avec NEMO.

L'utilisation du schéma radiatif Dudhia avec la paramétrisation de CLA YSU permet de diminuer l'intensité moyenne du flux mais ne permet pas d'étendre le minimum vers le large. La simulation produite avec la version 3.3 de WRF et MYNN (Fig. II.11b)

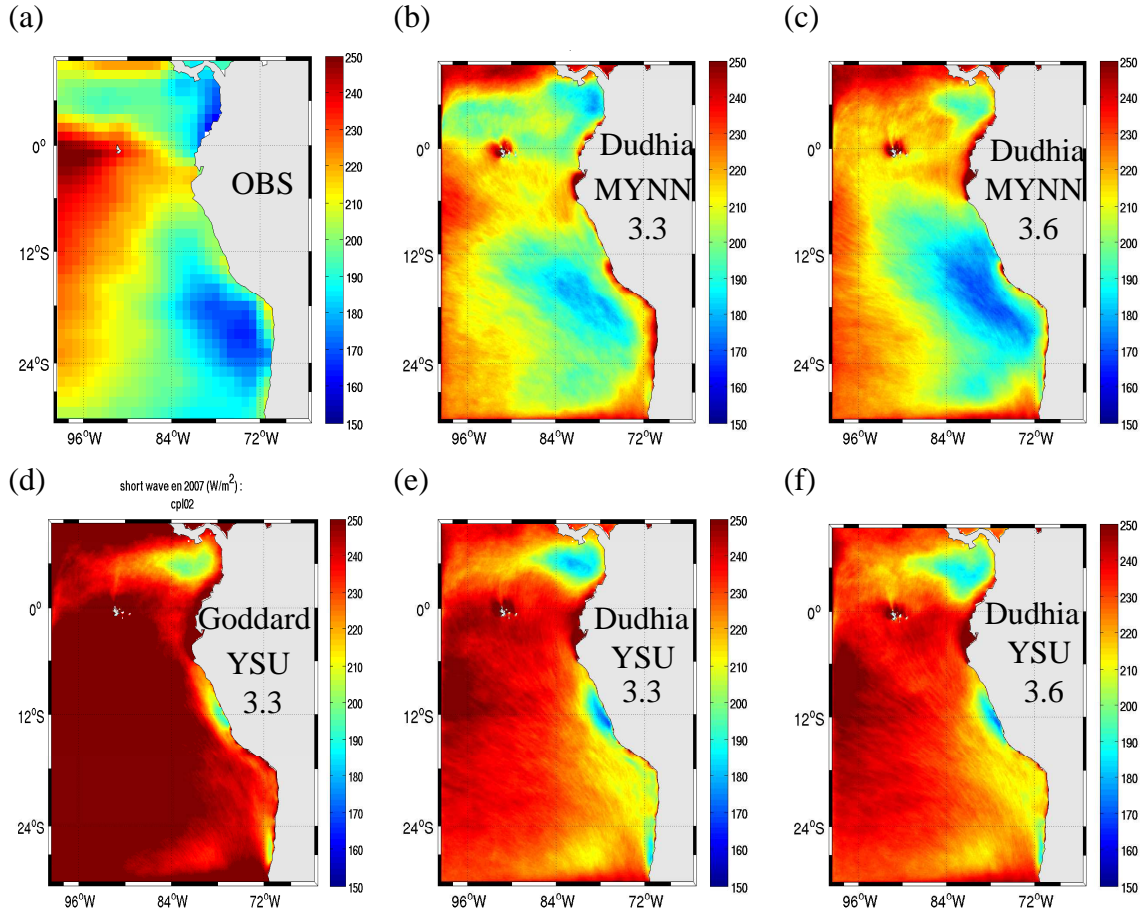


Fig. II.11 Flux solaire incident à la surface de la mer, moyenne sur l'année 2007 ($W m^{-2}$). (a) Observations ISCCP (b) CPL12A (c) CPL1A (d) CPL1bA (e) CPL1cA (f) CPL16A. Les schémas radiatif et de CLA, ainsi que la version de WRF utilisés ont été indiqués sur chaque carte.

présente un minimum à $185 W m^{-2}$, alors que les observations ISCCP atteignent $175 W m^{-2}$. Cette valeur de l'intensité du minimum est reproduite lorsqu'on utilise la version 3.6 (Fig. II.11c). Contrairement à MYNN, la paramétrisation YSU a été très peu modifiée dans la nouvelle version. Cela explique certainement que les résultats des simulations CPL1A et CPL1bA soient très proches.

b Vitesse du vent de surface et TV

La TV moyenne durant l'année 2007 est représentée Figure II.12. Le biais d'intensité de la TV (qui est $\sim 20\%$ trop forte dans la version 3.3 avec MYNN) identifié dans les simulations forcées, est aussi présent dans la configuration couplée (le biais d'intensité de TV moyen entre $7^\circ S$ et $30^\circ S$ représente $\sim 10\%$ de l'intensité moyenne de la TV, Fig. II.12 b). A nouveau, l'utilisation de WRF 3.6 permet de le réduire : il n'y a plus de surestimation systématique et la différence avec les observations est

inférieure à 4 % en moyenne (Fig. II.12 c). La TV de YSU présente un biais similaire, bien que moins fort ($\sim 8\%$), qui n'est pas réduit dans la version 3.6 (Fig. II.12 d).

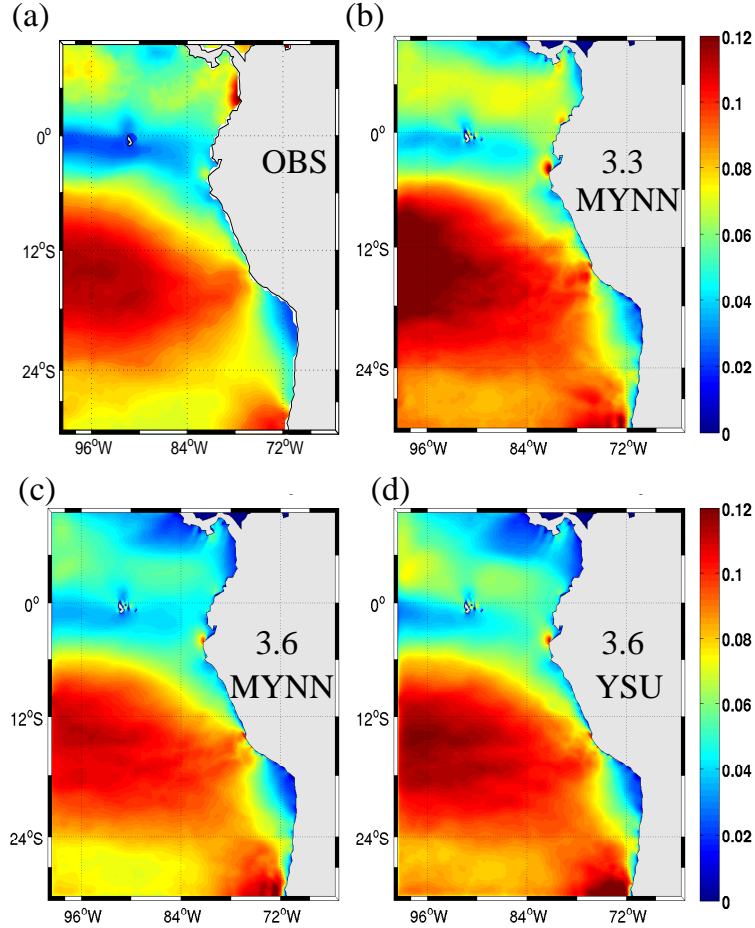


Fig. II.12 (a)-(d) Intensité de la TV ($N m^{-2}$), moyenne sur l'année 2007. (a) Observations QSCAT, (b) CPL12A (c) CPL16A. Les version de WRF utilisées, ainsi que le schéma de CLA ont été indiqués sur chaque carte.

L'évolution temporelle de l'intensité de la TV et du vent de surface durant l'année 2007 est analysée grâce à la Figure II.13. Le cycle saisonnier est réaliste dans les 3 configurations présentées : la corrélation entre les observations et le modèle est supérieure à 0.97 et 0.99, respectivement pour la vitesse et la TV.

La simulation utilisant MYNN et WRF 3.3 (CPL12A) présente cependant une intensité du vent légèrement sous-estimée ($-0.3 m s^{-1}$ en moyenne). La version 3.6 réduit ce biais en augmentant la vitesse du vent. Le vent de CPL1cA est également $0.2 m s^{-1}$ trop faible. Les biais positifs de TV dans les simulations CPL12A et CPL1cA, mis en évidence Figure II.12, sont aussi visibles Figure II.13b, ainsi que la réduction de ce biais dans la simulation CPL16A.

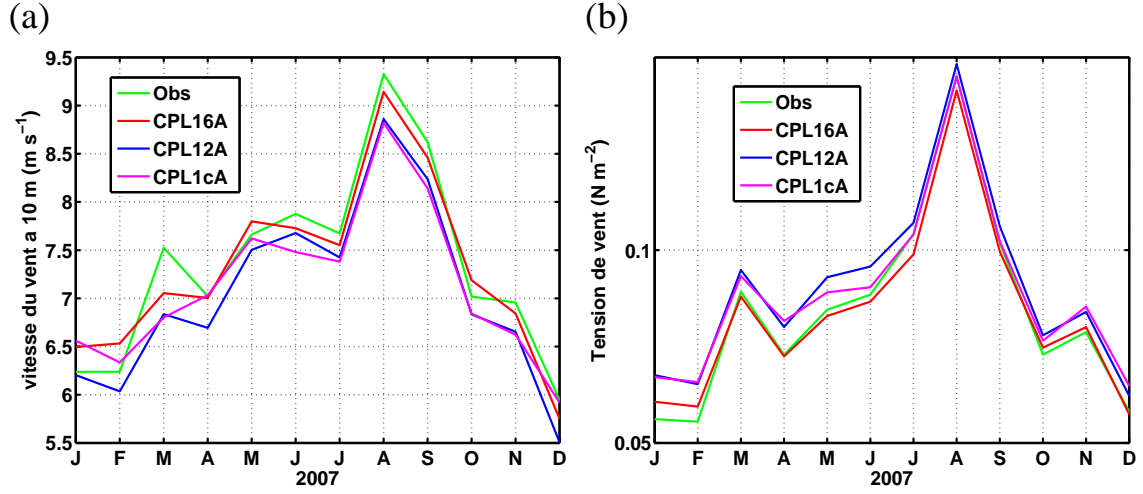


Fig. II.13 Cycles saisonniers du vent moyen pendant l'année 2007. Moyenne spatiale entre 5 °S et 30 °S. (a) Vitesse du vent à 10 m (m s^{-1}), (b) intensité de la TV (N m^{-2})

c Structure verticale de l'atmosphère durant la période VOCALS

La même configuration atmosphérique que CPL16A a été utilisée pour simuler l'année 2008 (CPL12B) et comparer le modèle couplé aux observations de la campagne VOCALS.

La Figure II.14 montre les profils verticaux de température potentielle et d'humidité spécifique à 20 °S et 85 °W, ainsi qu'à 75 °W. Les résultats des Figures II.14b et II.14d s'avèrent très proches de ceux obtenus dans la configuration forcée (Fig. II.6). La présence d'une couche mélangée en dessous d'une couche d'inversion est à nouveau reproduite par le modèle : les profils de la simulation présentent des corrélations supérieures à 0.98 avec les observations VOCALS. L'intensité du gradient vertical d'humidité spécifique dans la CLA est sous-estimée, comme dans la simulation forcée. L'erreur quadratique moyenne entre la température potentielle simulée (du 22/10 au 24/10) et celle observée entre 1000 et 600 hPa et à 85 °W est de 1 K. A 75 °W, elle est de 1.6 K (du 26/10 au 29/10). Les erreurs quadratiques moyennes de l'humidité spécifique sont de 0.4 g kg^{-1} (85 °S) et 0.8 g kg^{-1} (75 °W).

Les Figures II.14a et b montrent aussi une diminution de la hauteur de la couche d'inversion (et donc de l'épaisseur de la CLA) lorsqu'on se rapproche de la côte (875 hPa à 85°W et 840 hPa à 75°W) qui est correctement reproduite dans la simulation. La température de l'air à la surface de la mer est aussi plus froide à 75 °W, ce qui est cohérent avec la proximité du front d'upwelling à 20 °S, 75 °W.

La Figure II.15a montre une section verticale à 20 °S du vent. La simulation présente une structure très similaire à celle des observations : près de la surface, le vent méridien souffle vers le nord avec un maximum à $\sim 900 \text{ hPa}$, et son intensité décroît près de la côte. Cette diminution est cependant sous-estimée par le modèle. En altitude, au contraire, le vent méridien souffle de l'Equateur vers le Pôle. La hauteur à laquelle

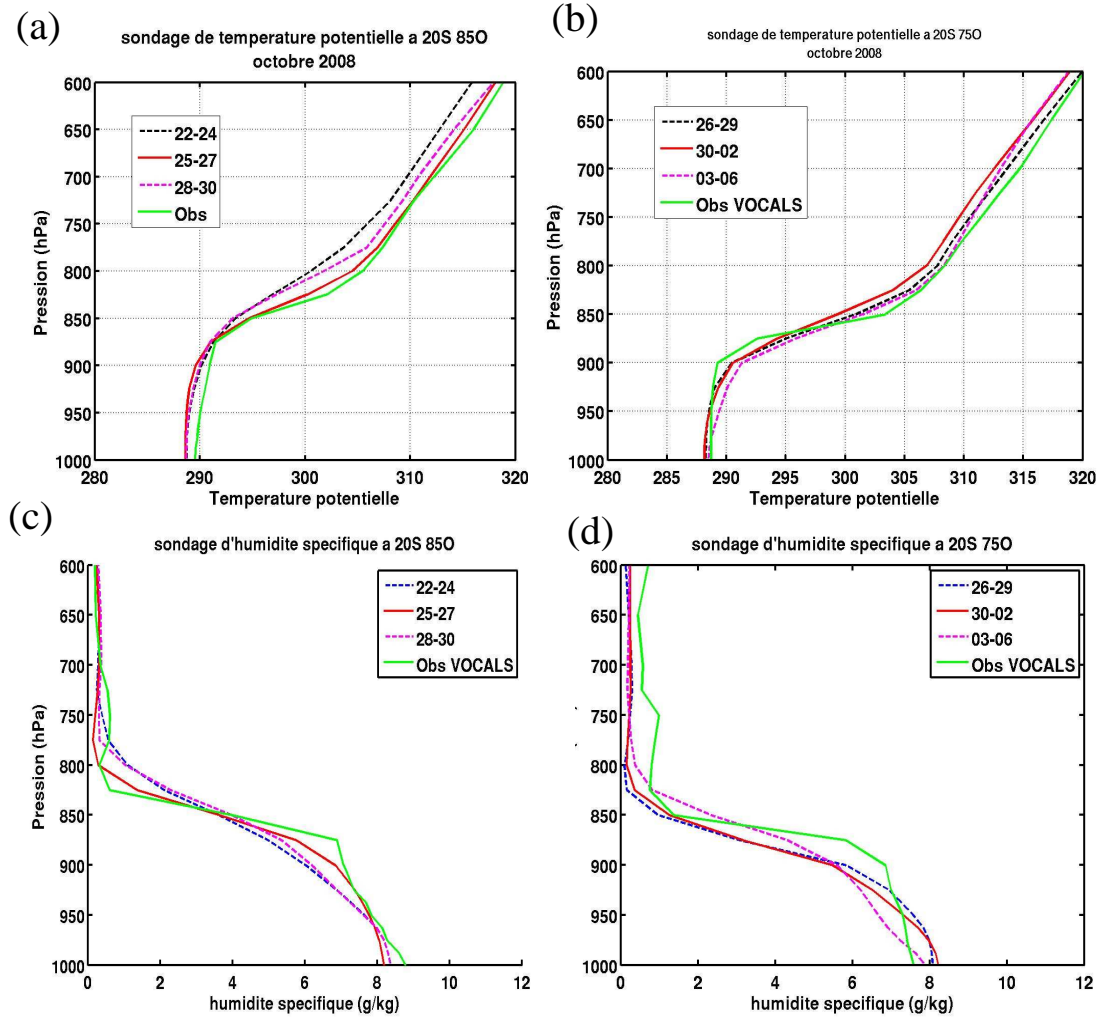


Fig. II.14 Profils verticaux à 20 °S à différentes longitudes et moyennés sur différentes périodes de 2008. (a) Profils de Température potentielle (K) de CPL12B et des observations VOCALS à 85 °W. (b) Idem à 75 °W. (c) et (d) sont similaires respectivement à (a) et (b) pour l'humidité spécifique (g kg^{-1}). Les profils noirs, rouge et magenta correspondent au modèle et le profil vert aux observations. Les périodes considérées à 85 °W et 75 °W sont, respectivement : [22/10-24/10] et [26/10-29/10] pour les profils noirs et verts, [25/10-27/10] et [30/10-02/11] pour les rouges, [28/10-30/11] et [03/11-06/11] pour les magentas.

il change de direction est de ~ 500 hPa à 85 °W dans le modèle et les observations. Celle-ci décroît près de la côte (à 72 °W), pour atteindre ~ 980 hPa dans les données VOCALS et ~ 940 hPa dans la simulation. Le vent zonal souffle vers l'Ouest près de la surface et vers l'Est en altitude. La hauteur du changement de direction diminue à nouveau de 700 hPa à 85 °W à ~ 950 hPa à 72 °W.

En conclusion, le couplage avec l'océan modifie donc peu les résultats obtenus avec

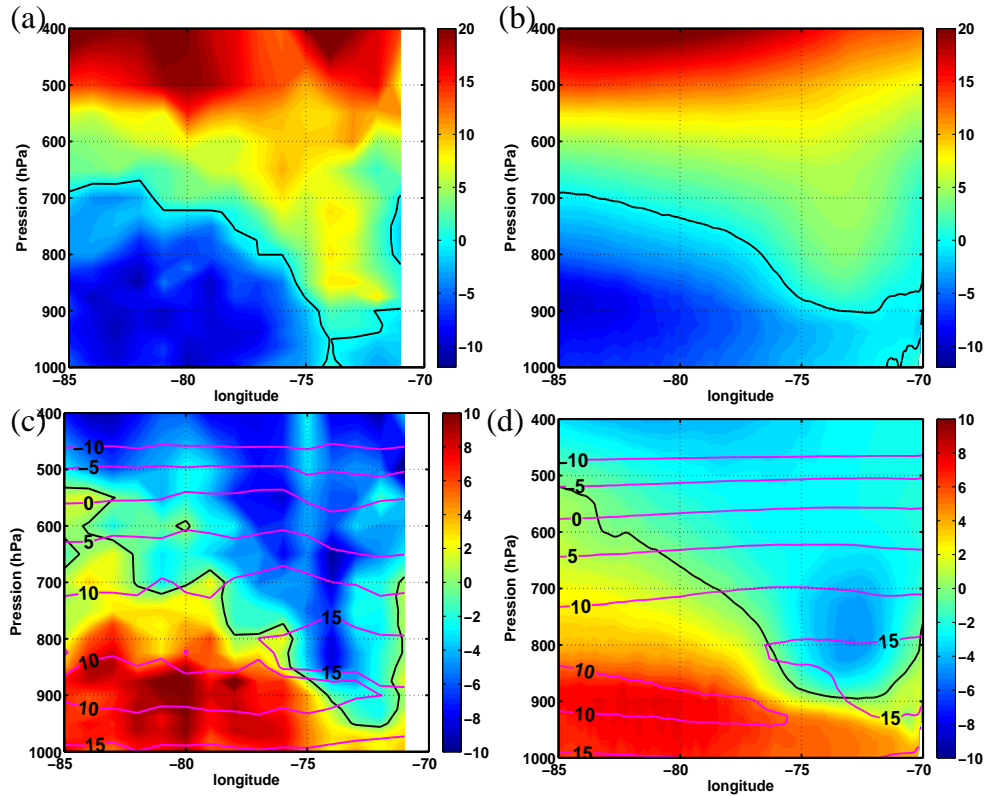


Fig. II.15 Section zonale à 20 °S, moyennée du 28/10/2008 au 03/11/2008. (a) Vitesse du vent méridien (en couleurs et en m s^{-1}) et température de l'air (en contours magenta et en °C) de la simulation CPL12B. (b) Similaire à (a) pour les observations VOCALS-REx. (c) Vitesse du vent zonal (en couleurs et en m s^{-1}) de la simulation CPL12B. (d) Similaire à (c) pour les observations VOCALS-REx. Les contours épais indiquent une vitesse nulle.

le modèle forcé. La simulation CPL16A est celle qui présente les biais les plus faibles par rapport aux observations. Elle utilise la version 3.6 de WRF avec la paramétrisation de CLA MYNN, le schéma de surface MYNN2, le schéma convectif BMJ et radiatif Dudhia, et 60 niveaux verticaux.

II.1.3 Les simulations couplées pluri-annuelles

La version 3.6 de WRF produisant des simulations d'un an avec les biais les plus faibles, elle a été choisie pour réaliser les simulations longues (référence : CPL16C_11) permettant d'étudier l'impact du couplage à méso-échelle sur la dynamique océanique (Chap. V). Malheureusement, cette version présente un problème numérique lié à la gestion des frontières (S. Masson, communication personnelle) qui n'a été identifié et résolu que dans WRF3.7. Celui-ci introduit un biais qui s'intensifie au cours des années de simulation et qui, dans notre cas, ne devient vraiment visible qu'après deux années. Ce biais est particulièrement marqué sur le vent et la pression. Le manque de temps et le coût élevé des simulations couplées (chaque simulation de 7 ans nécessite 420 000 h

de calcul sur le ordinateur CURIE) ne nous a pas permis de relancer des simulations couplées longues en utilisant la version 3.7 de WRF. Nous présentons donc ici une évaluation de la simulation longue CPL16C_11 et des ses biais.

a Etat moyen de la TV

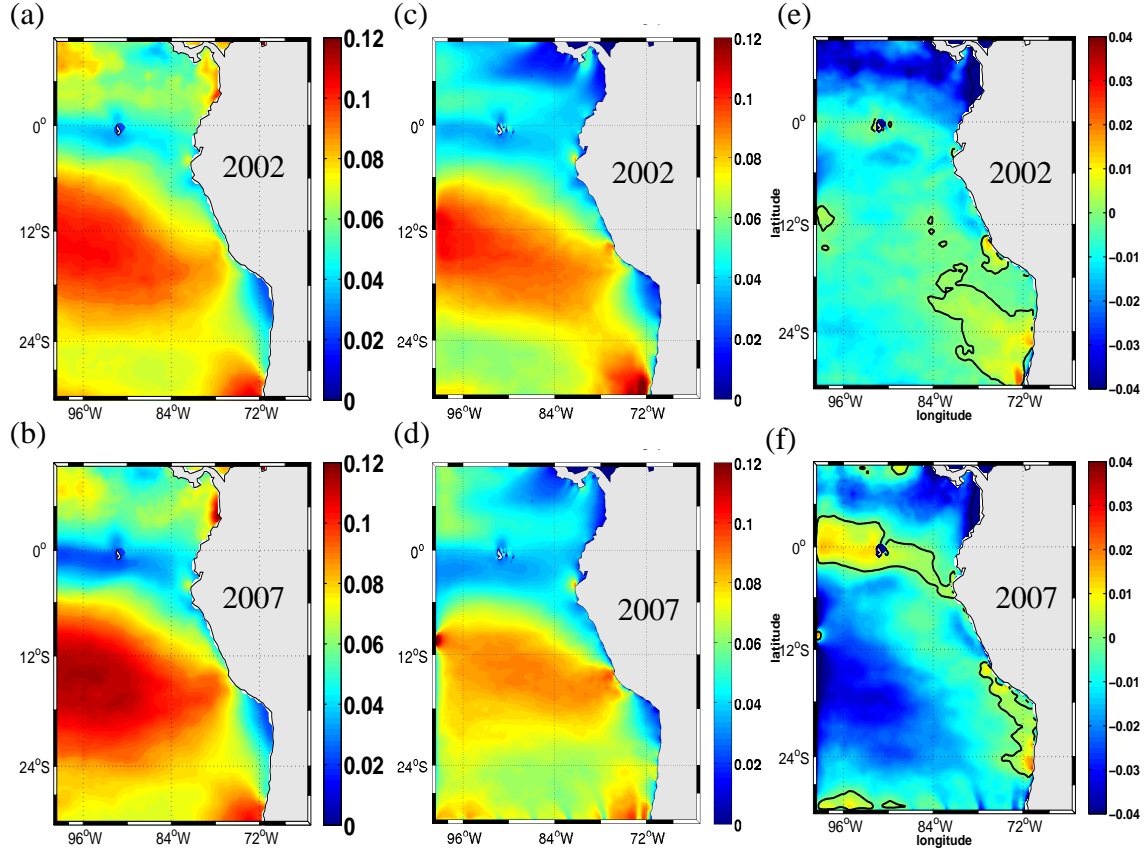


Fig. II.16 (a) Intensité de la TV ($N m^{-2}$), observations QSCAT moyennées sur 2002, (b) Idem pour 2007, (c) Idem pour CPL16C_11 en 2002, (d) Idem pour CPL16C_11 en 2007 (e) Différences entre l'intensité de la TV ($N m^{-2}$) de CPL16C_11 et des observations en 2002. (f) Similaire à (e) en 2007

La Figure II.16 montre clairement l'augmentation du biais (négatif) de TV. Lors de la première année de simulation (2002), la TV est seulement $\sim 10\%$ plus faible dans CPL16C_11 que dans les observations. Cependant, 6 ans plus tard, l'intensité moyenne est 27% trop faible, et des artefacts sont visibles près de la frontière Ouest (à $10^\circ S$) et Sud (e.g. à $73^\circ W$ et $77^\circ W$).

Durant les 7 ans de simulation, le biais de TV est multiplié par 3 (Fig. II.17). La Figure II.17b montre cependant que le cycle saisonnier et la variabilité interannuelle du modèle reste fortement corrélés (0.91) avec les observations.

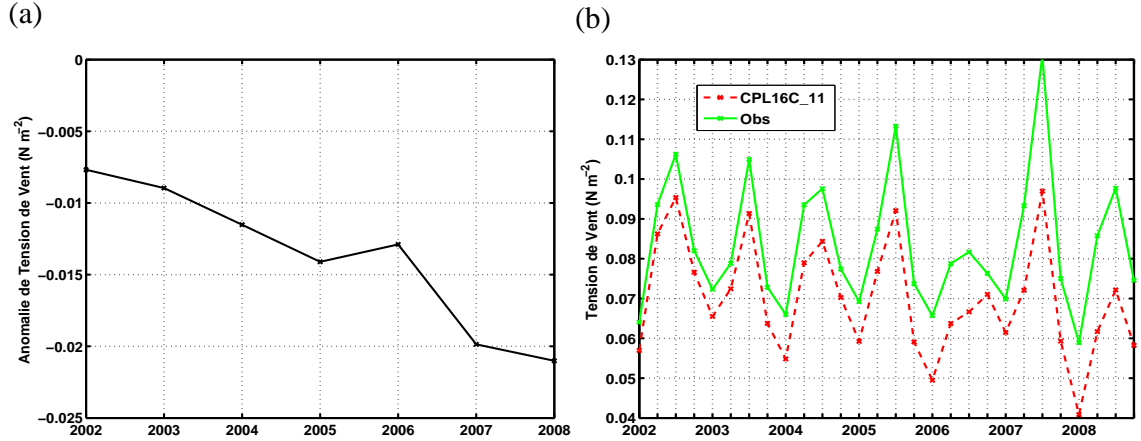


Fig. II.17 (a) Différence entre l'intensité de la TV ($N m^{-2}$) de CPL16C_11 et des observations. Moyennes annuelles entre 6 S et 18 °S (de 100 °W jusqu'à la côte). (b) Intensité de la TV ($N m^{-2}$) de CPL16C_11 et des observations. Moyennes saisonnières entre 6 °S et 18 °S. En vert : observations QSCAT, et en rouge : CPL16C_11

b Caractérisation de la meso-échelle de TV

Une analyse statistique des anomalies de meso-échelle de TV a été menée. Afin de pouvoir comparer le modèle et les observations QSCAT, la résolution des champs issus des simulations CPL16A et CPL16C_11 a été dégradée à $1/2^\circ$ (voir Sec. I.3.1). Les résultats sont présentés Figure II.18.

La fonction de densité de probabilité (PDF) (Fig. II.18a) montre que le modèle reproduit des anomalies de meso-échelle mensuelles de TV d'amplitude comparable à celle des observations : l'intensité moyenne de $\|\vec{\tau}_s\|'$ est de $1.8 \cdot 10^{-3} N m^{-2}$ dans CPL16C_11 et de $1.9 \cdot 10^{-3} N m^{-2}$ dans les données satellites. La simulation CPL16A surestime cette intensité moyenne d'environ 15 %. Ce biais est donc réduit dans la simulation longue. Cette apparente amélioration dans la simulation longue pourrait néanmoins être due à une compensation d'erreurs.

Le cycle annuel de l'intensité moyenne des anomalies de meso-échelle de TV (Fig. II.18b) est correctement reproduit par les simulations (les corrélations avec les observations sont de 0.9 et 0.94, respectivement pour CPL16C_11 et CPL16A), avec un maximum en août ($\sim 3 \cdot 10^{-3} N m^{-2}$) et un minimum en décembre ($\sim 1.2 \cdot 10^{-3} N m^{-2}$). La surestimation des anomalies par CPL16A ($0.03 N m^{-2}$, soit $\sim 15\%$) est à nouveau visible.

La PDF des gradients de TV (Fig. II.18c) montre également que la meso-échelle de la TV simulée est proche des observations : l'intensité moyenne du gradient est de $6.2 \cdot 10^{-8} N m^{-3}$ dans CPL16C_11, soit environ 10 % de moins que dans les observations ($6.8 \cdot 10^{-8} N m^{-3}$). Elle est légèrement surestimée ($\sim 10\%$) dans la simulation CPL16A.

Bien que l'utilisation de la version 3.6 de WRF sur plusieurs années induise l'apparition d'un biais de TV à l'échelle régionale, les variations temporelles de la TV

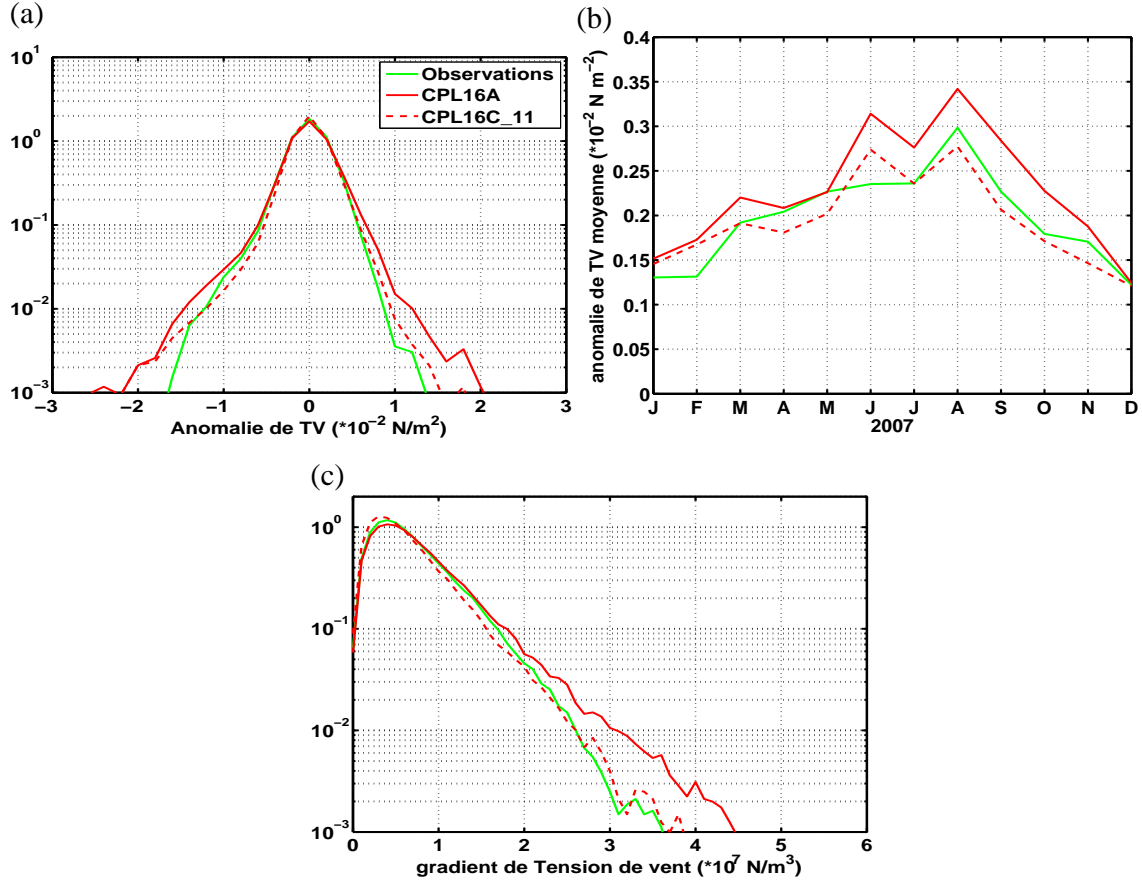


Fig. II.18 (a) Fonctions de densité de probabilité (PDF) des anomalies de meso-échelle de $\|\vec{\tau}_s\|$ (10^{-2} N m^{-2}). (b) Cycle saisonnier de la moyenne de la valeur absolue des anomalies mensuelles (10^{-2} N m^{-2}). (c) PDF de l'amplitude des gradients de $\|\vec{\tau}_s\|$ (10^{-7} N m^{-3}). En vert : observations QSCAT, en rouge pointillé : CPL16C_11 et en rouge continu : CPL16A. Les anomalies ont été obtenues grâce au filtrage spatial décrit Section I.3.1b, appliqué aux champs mensuels d'intensité de la TV. La résolution des produits des simulations a été préalablement dégradée à $1/2^\circ$ selon la méthode décrite Section I.3.1.

ainsi que celles de meso-échelle restent relativement réalistes (erreur inférieure à 10 %). Nous avons donc considéré que les simulations longues réalisées avec cette version pouvaient être comparées entre elles afin d'étudier les impacts respectifs des différents types d'interactions couplées à meso-échelle (Chap. V).

II.2 Evaluation des champs océaniques

La simulation couplée CPL16A est celle dont les champs atmosphériques sont les plus réalistes. C'est donc elle qui a été retenue pour étudier les caractéristiques (voir Chap. III) et les mécanismes (voir Chap. IV) du couplage SST-vent. Afin de tester

la sensibilité des résultats au choix de la paramétrisation de la CLA, la simulation CPL1cA, (avec YSU au lieu de MYNN) a aussi été utilisée. L'analyse des impacts sur l'océan du couplage à méso-échelle (Chap V) nécessite plusieurs années de simulation. Elle a été menée grâce à la simulation de référence CPL16C_11.

La température de l'eau et les courants de CPL16A, CPL1cA et CPL16C_11 sont comparés aux observations dans cette partie. Ces simulations couplées ont été initialisées grâce à des simulations régionales océaniques forcées au 1/12 °, présentant donc déjà des structures de fine-échelle (voir Chap. I).

II.2.1 Etat moyen

a Température de surface de la mer

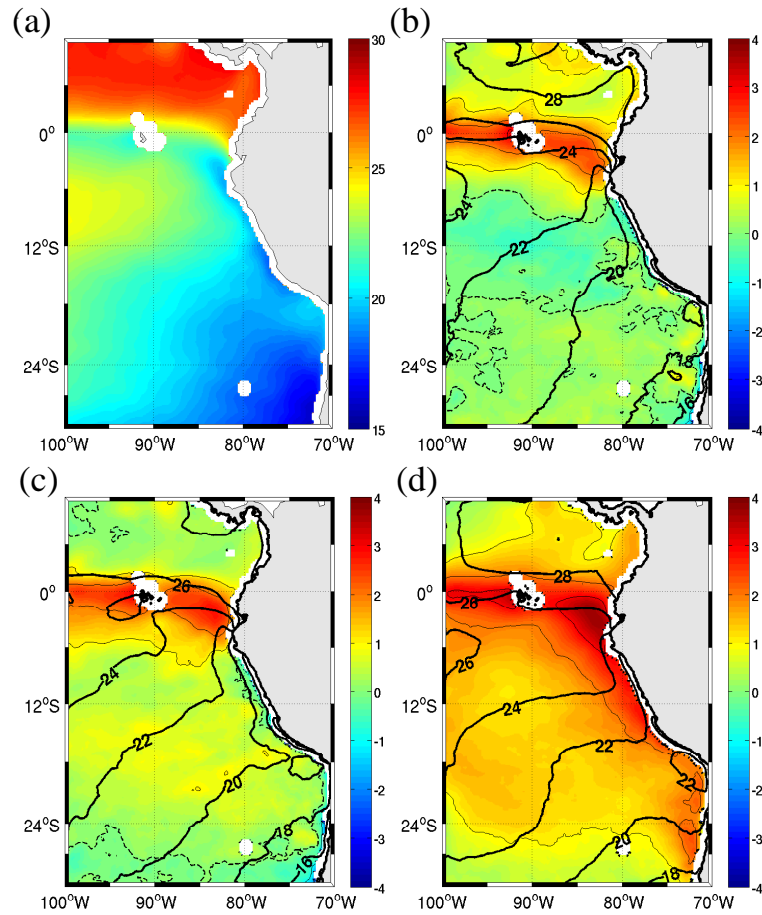


Fig. II.19 (a) SST moyenne en 2007 (°C), calculée à partir des observations MW OI (b)-(d) Anomalie de SST (°C) moyenne en 2007 pour (b) CPL16A, (c) CPL1cA, et (d) CPL16C_11. Les contours noirs fins et continus représentent les anomalies avec un intervalle de 1 °C, le contour noir fin pointillé indique une anomalie nulle. Les contours noirs épais représentent la SST moyenne (°C), avec un intervalle de 2 °C.

Au coeur des interactions couplées océan-atmosphère, la SST est une variable es-

sentielle pour nos analyses. La Figure II.19 montre sa moyenne sur l'année 2007. Le modèle couplé est capable de reproduire l'existence d'un gradient côte-large de température, caractéristique de l'upwelling côtier.

Dans la région du Pacifique Sud-Est, au sud de 6 °S et au large de 200 km de la côte, l'erreur quadratique moyenne de la SST de CPL16A par rapport aux observations est de 0.2 °C (Fig. II.19b). Dans la région côtière, la SST de NEMO est jusqu'à 1 °C plus froide. A l'équateur, on observe une "langue" d'eau froide, due à l'advection des eaux de l'upwelling côtier, mais également à l'upwelling équatorial. CPL16A y présente un biais chaud de plus de 2 °C. Dans la partie nord du domaine, la SST du modèle est aussi 0.8 °C trop chaude. Cela n'est pas surprenant, compte tenu du flux solaire trop fort (Fig. II.11) et de la TV trop faible (Fig. II.12), qui entraîne alors moins d'évaporation et de mélange vertical dans l'océan.

Au sud de 6 °S, la SST de la simulation CPL1cA est trop chaude (Fig. II.19c) et présente une erreur quadratique moyenne de 0.5 °C. Le flux solaire incident de CPL1cA y est $\sim 20 \text{ W m}^{-2}$ trop intense (Fig. II.11). En considérant une couche de mélange d'épaisseur $L \sim 100 \text{ m}$, au bout d'une durée $\Delta T = 365$ jours, ce biais de flux $\Delta \Phi$ induit une augmentation de température $\Delta \theta(365) = \frac{\Delta \Phi \Delta T}{\rho L C_p} = 1.1 \text{ °C}$ (où C_p est la capacité calorifique de l'eau). L'anomalie de SST moyenne sur une année sera $\langle \Delta \theta \rangle = \frac{\Delta \theta(365) + \Delta \theta(0)}{2} = 0.6 \text{ °C}$. Le biais de flux solaire de CPL1cA peut donc expliquer le biais chaud de température de l'eau mis en évidence. A nouveau, la région située à moins de 200 km de la côte est plus froide (jusqu'à 1°C) dans le modèle que dans les observations. Un biais chaud similaire à celui de CPL16A est présent dans au nord de 5 °S. Enfin, la SST de CPL16C_11 est 2 °C trop chaude dans le Pacifique Sud-Est et 3 °C trop chaude à l'équateur.

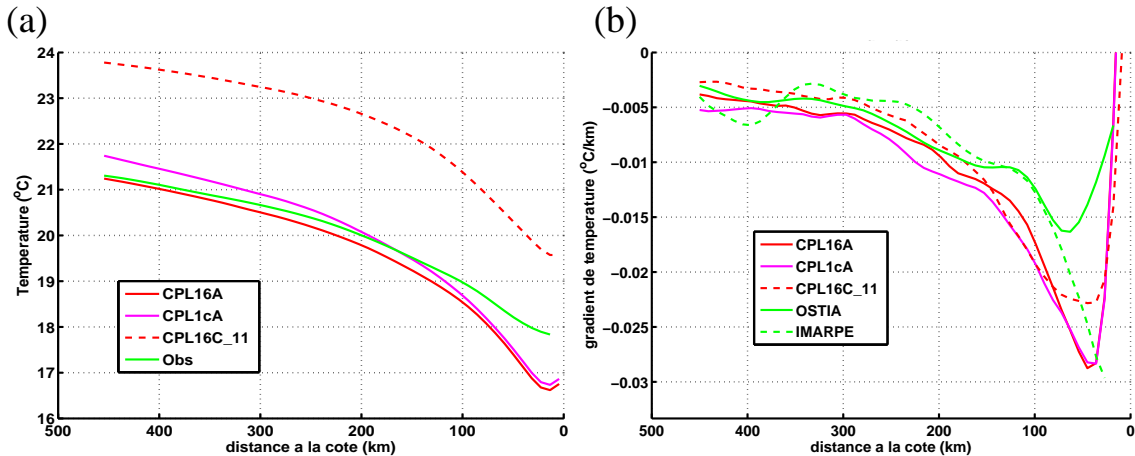


Fig. II.20 (a) SST (°C) en fonction de la distance à la côte (b) gradient large-côte de SST (°C km⁻¹) en fonction de la distance à la côte. Moyennes entre 7 °S et 13 °S et sur l'année 2007. En vert continu : Observations OSTIA, en vert pointillé : Observations IMARPE (climatologie), en rouge continu : CPL16A, en rouge pointillé : CPL16C_11, en magenta : CPL1cA

CPL16A et CPL1cA, très proches des observations au large dans le Pacifique Sud-Est, sont plus froides que OSTIA dans les 200 km les plus proches de la côte (voir Fig. II.20a). Les données satellites dans la zone côtière posent cependant problème, en particulier dans les régions d'upwelling possédant un fort gradient côte-large. En effet, d'une part, la couverture nuageuse permanente de stratus ne permet d'acquérir des données infrarouges. D'autre part, les observations satellites ont une bande aveugle près de la côte, ce qui impose une extrapolation des données (plus chaudes au large) du large vers la côte, sous-estimant donc le gradient côte-large de SST. La différence entre la température simulée et celle de OSTIA pourrait donc être au moins partiellement due à un biais dans les données satellites et non pas dans le modèle.

L'IMARPE possède cependant des données *in situ* dans la région côtière entre 7 °S et 13 °S, qui ne présentent pas ces limitations (Grados et al, 2009). Sur la Figure II.20b est représenté le gradient côte-large de SST dans cette zone. Dans les 100 km les plus proches du continent, l'intensité du gradient des observations *in situ* atteint un maximum de 0.03 °C km^{-1} . L'intensité de ce maximum est 80 % plus fort que celui présent dans les données satellites. L'intensité des gradients de CPL16A et CPL1cA présentent un maximum de 0.027 °C km^{-1} , l'intensité de ce maximum est donc sous-estimé de 7 %. Il est sous-estimé de 20 % dans CPL16C_11. La largeur de la bande côtière présentant un gradient d'intensité supérieure à 0.01 °C km^{-1} est cependant deux fois plus large dans les simulations que dans les observations de l'IMARPE.

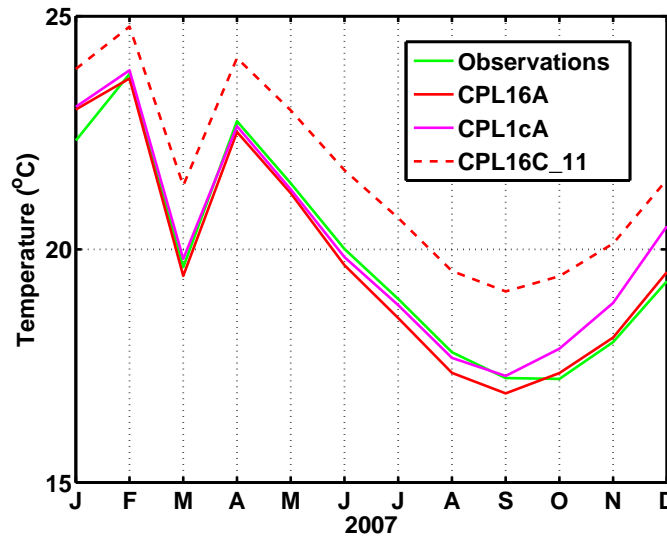


Fig. II.21 Evolution de la SST mensuelle durant l'année 2007. Moyenne entre 5 °S et 18 °S. En vert continu : Observations OSTIA, en rouge continu : CPL16A, en rouge pointillé : CPL16C_11, en magenta : CPL1cA

La Figure II.21 montre le cycle saisonnier de la SST moyenne dans entre 5 °S et 18 °S. Les biais chauds de CPL1cA (0.4 °C) et CPL16C_11 (2 °C) identifiés Figure II.19 y sont aussi visibles. Malgré ceux-ci, l'évolution temporelle de la température issue le modèle présente des corrélations de 0.99, 0.98 et 1 avec les observations, respective-

ment dans CPL16CA, CPL161cA et CPL16C_11.

CPL16C_11 présente donc une SST en 2007 beaucoup moins réaliste que les deux autres simulations, très proches des observations. Ce biais est principalement dû à la dérive qui se produit avec la version 3.6 de WRF (CPL16C_11 a démarré en 2002 et a donc pu dériver pendant 5 ans avant d'arriver en 2007), qui présente notamment une TV trop faible (entraînant trop peu d'évaporation et donc ne refroidissant pas assez l'océan) et un flux solaire trop fort. En effet, nous avons vérifié que cette dérive ne se produisait pas dans une simulation océanique forcée grâce à une formulation "bulk".

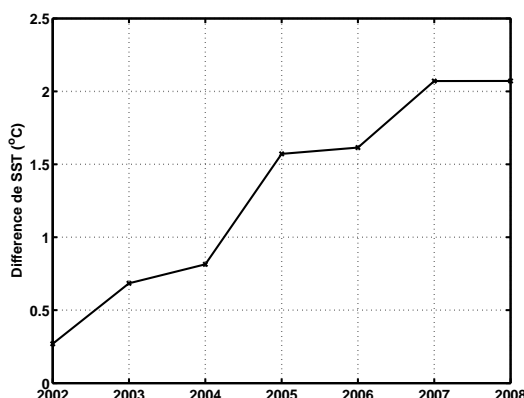


Fig. II.22 Evolution de la différence entre la SST annuelle de CPL16C_11 et des observations OSTIA (°C), en moyenne entre 6°S et 18°S, de 100°W jusqu'à la côte

La Figure II.22 montre l'évolution du biais annuel de SST dans le Pacifique Sud-Est sur les 7 ans de simulations. Celui-ci, de ~ 0.25 °C la première année, augmente et atteint plus de 2°C à la fin de la simulation.

b Circulation océanique régionale

L'évaluation du réalisme des courants du modèle présente plusieurs difficultés. Tout d'abord, les observations sont beaucoup plus parcellaires que celles de SST. D'autre part, le système de courants côtiers du Pérou présente une forte variabilité interannuelle et intrasaisonnière, associée à la présence de tourbillons et filaments. Il s'agit d'une variabilité interne du modèle, comparer les courants moyens sur une seule année n'est pas robuste.

Nous disposons de 7 ans dans la simulation CPL16C_11. Les champs moyennés sur toute cette durée ne présentent presque plus de structures spatiales correspondant à une activité tourbillonnaire. Une comparaison avec une climatologie d'observations prend alors plus de sens, mais il faut garder à l'esprit que les résultats pourraient être encore affectées par la variabilité interannuelle (qui peut être particulièrement forte dans le Pacifique Sud-Est lors des événements de type El Niño/La Niña).

Les courants de surface de la Figure II.23 montrent que la simulation reproduit les

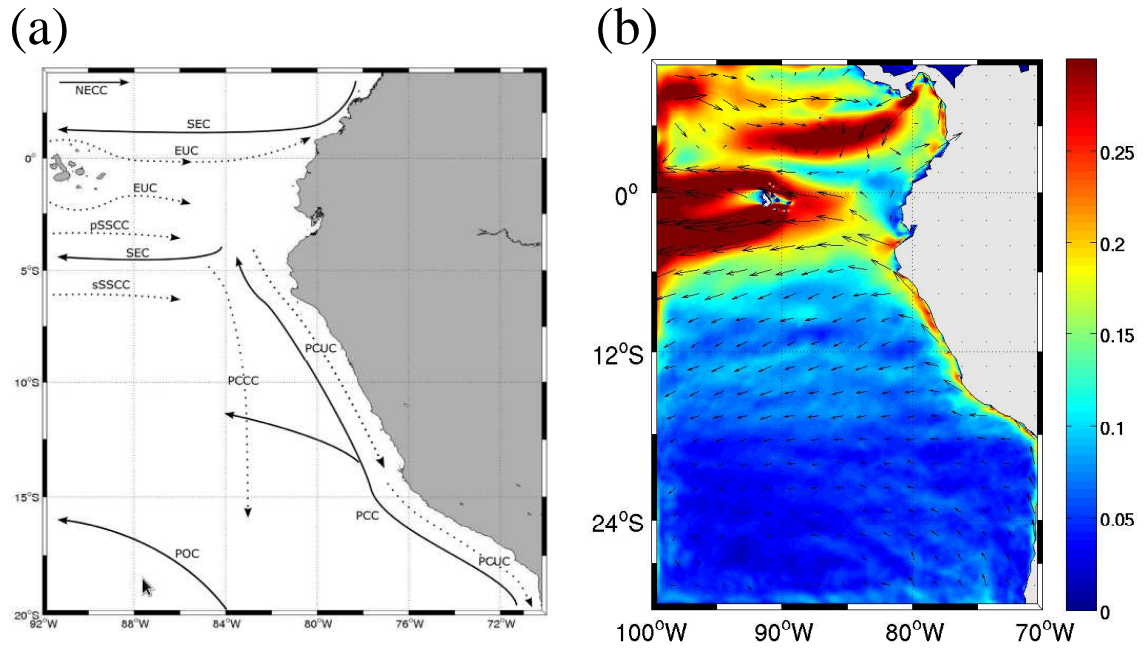


Fig. II.23 (a) Schéma tiré de [Montes et al \(2010\)](#), présentant les principaux courants de surface (lignes continues) et de sub-surface (lignes pointillées). (b) Courant moyen de CPL16C_11 entre 2003 et 2008. Couleurs : intensité ($m s^{-1}$), Flèches : direction

principales caractéristiques de la région : les côtes du Pérou et du Chili sont bordées par le PCC ($\sim 0.2 m s^{-1}$) dirigé vers l'équateur. Plus au large, le courant est orienté vers l'Ouest, ce qui correspond au transport d'Ekman induit par le vent. A l'équateur, le SEC, encore plus intense que le PCC (plus de $30 cm s^{-1}$) se dirige aussi d'Est en Ouest.

La Figure II.24 présente une section verticale de la vitesse parallèle à la côte au large du Pérou central (moyenne entre $7^{\circ}S$ - $13^{\circ}S$). Celle-ci met à nouveau en évidence le PCC en surface, s'étendant entre 0 et 150 km au large et jusqu'à 45 m de profondeur. Sous le PCC, le PCUC s'écoule vers le pôle. L'extension vers le large (130 km de la côte) de son coeur (vitesses supérieures à $5 cm s^{-1}$), ainsi que sa profondeur maximale ($\sim 240 m$) correspond à celles de la climatologie des observations *in situ* ([Chaigneau et al, 2013](#)). Son intensité maximale ($13 cm s^{-1}$) est cependant sous-estimée de 40 %. On peut remarquer que la Figure II.24 montre également que le biais chaud de CPL16C_11 de $2^{\circ}C$ en surface dépasse $3^{\circ}C$ vers 25 m de profondeur entre 50 et 250 km au large. Un upwelling d'eaux trop chaudes pourrait expliquer pourquoi la diminution de la SST près de la côte est sous-estimée dans cette simulation (voir Fig. II.20b).

II.2.2 Mésos-échelle océanique

L'activité de méso-échelle océanique des simulations couplées est comparée à celle des observations. Pour cela, on utilise les champs de SST et de hauteur du niveau de la mer issus des simulations et dégradés à $1/4^{\circ}$ (*i.e.* la résolution des observations).

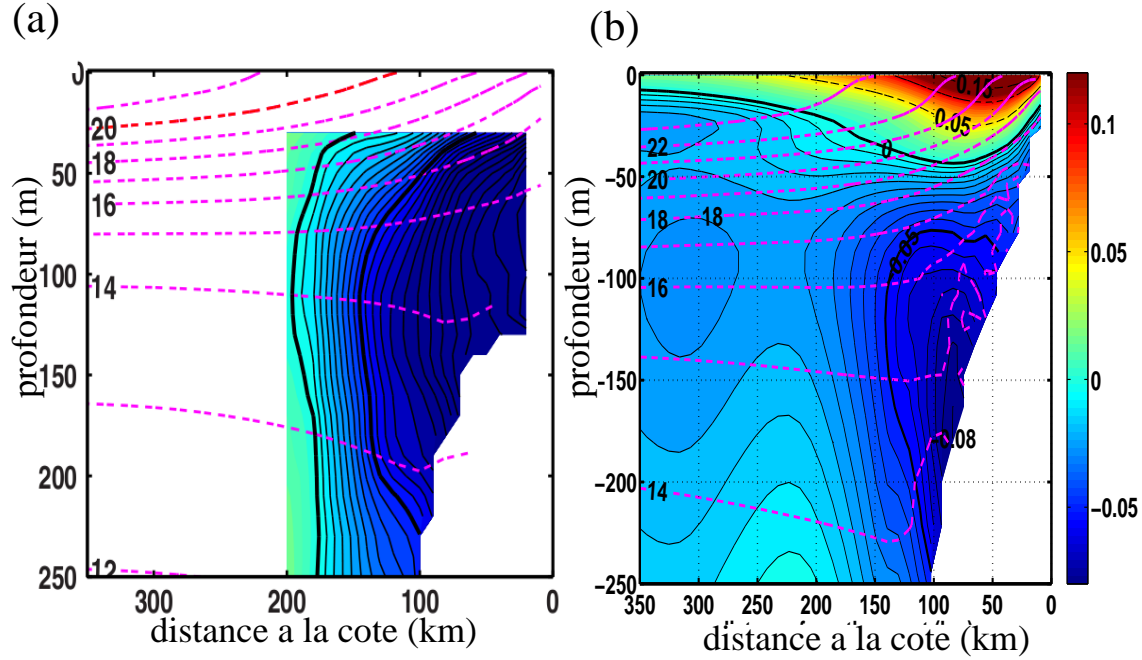


Fig. II.24 Section verticale zonale de courants parallèle à la côte (couleurs, m s^{-1}) et de température (lignes pointillées magenta, en $^{\circ}\text{C}$). Moyenne entre 7°S et 13°S . (a) Observations (b) CPL16C_11 (climatologie 2003-2008). L'intervalle entre les contours noirs fins est de 0.5 cm s^{-1} et les lignes noirs épaisses indiquent 0 et 25 cm s^{-1} . Les vitesses observées de la Fig.a sont adaptées de [Chaigneau et al \(2013\)](#), et ne sont disponibles qu'entre 0 et 200 km au large et en dessous de 30 m. Les températures observées proviennent des données CARS.

a Énergie cinétique tourbillonnaire géostrophique de surface

L'énergie cinétique tourbillonnaire (EKE pour Eddy Kinetic Energy) est ici définie à partir de l'écart entre les courants géostrophiques (déduts de la SSH) et une climatologie mensuelle de ces courants :

$$EKE_{geos} = \frac{1}{2}((u_g - u_g^{clim})^2 + (v_g - v_g^{clim})^2)$$

Avec u_g et v_g , les composantes zonales et méridienne de la vitesse géostrophique. u_g^{clim} et v_g^{clim} représente la climatologie de u_g et v_g . Pour calculer une climatologie, il faut disposer de plusieurs années, ce qui n'est pas le cas des simulations CPL16A et CPL1cA. L'EKE géostrophique de surface de CPL16C_11 et des observations AVISO a été calculée sur la période 2003-2008 (Fig. II.25). Les observations et le modèle montrent l'existence d'une bande de largeur $\sim 500 \text{ km}$, où l'EKE est plus intense que dans le reste du domaine et atteint des maximums vers 8°S , 16°S et au sud de 26°S . Cependant, l'énergie simulée est environ deux fois trop forte. Cette EKE trop intense pourrait être causée par divers facteurs, mais nous n'avons à ce stade pas d'explication précise

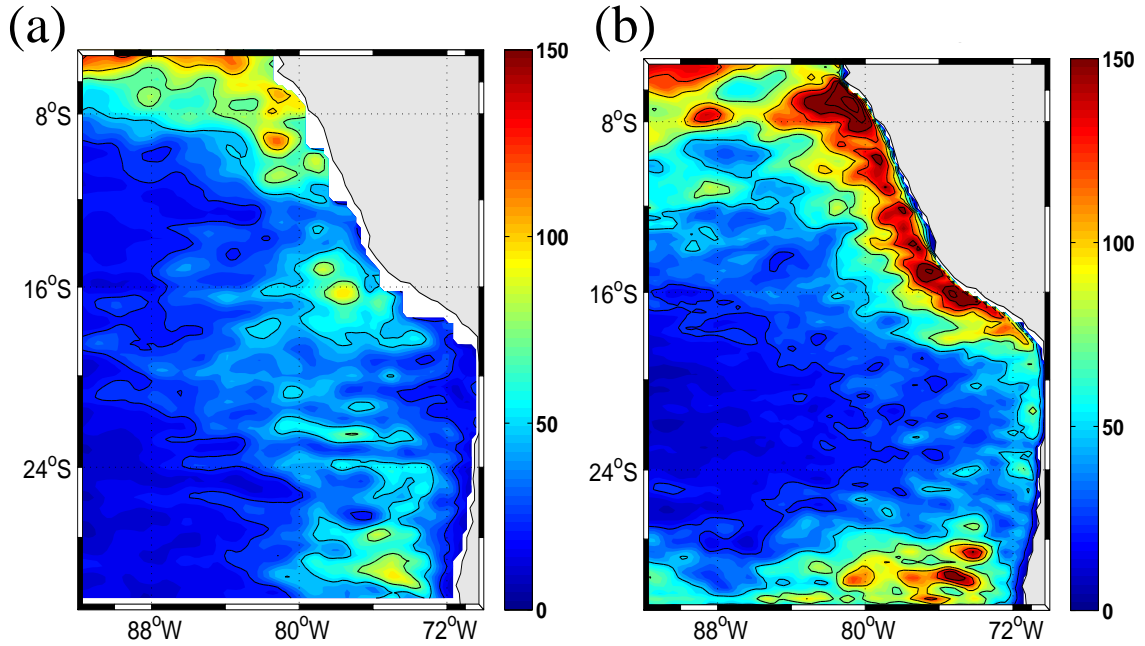


Fig. II.25 *EKE* geostrophique de surface ($\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$), moyennée entre 2003 et 2008 pour (a) les données AVISO (b) la simulation CPL16C_11. Les champs simulés ont été dégradés à $1/4^\circ$ et ont été moyennés tous les 7 jours pour être comparés aux observations. L'intervalle entre les contours noirs est de $25 \text{ cm}^2 \text{s}^{-2}$.

b Caractérisation des anomalies de meso-échelle de SST

A défaut de calculer une EKE pour les simulations d'un an, on peut étudier l'intensité des anomalies de meso-échelle (définies par le filtre spatial présenté Sec. I.3.1) de SST. Il est en effet important que ces anomalies présentent des intensité comparables à celles des observations parce que nous allons ensuite nous intéresser aux interactions entre ces anomalies et celles de TV.

La PDF des anomalies de SST est représentée Figure II.26a. Celle-ci montre que les 3 simulations tendent à surestimer l'intensité de la meso-échelle. En effet, l'amplitude moyenne des anomalies est de 0.11°C dans les observations, de 0.16°C dans CPL16A et CPL1cA (soit une surestimation de 45 %) et de 0.15°C dans CPL16C_01 (soit une surestimation de 36 %).

Les variations saisonnières de l'amplitude moyenne des anomalies (Fig. II.26b) des observations présentent des corrélations de 0.92, 0.96 et 0.94 avec, respectivement CPL16A, CPL1cA et CPL16C_01. Les amplitudes sont maximales durant l'hiver austral et minimales en été.

Les simulations couplées retenues pour l'étude des interactions océan-atmosphère présentent des biais faibles lorsqu'elles ne durent qu'un an (CPL1cA et CPL16A). Malgré la dérive de SST dans la simulation longue, ses caractéristiques sont peu modifiées par rapport aux simulations courtes d'un an.

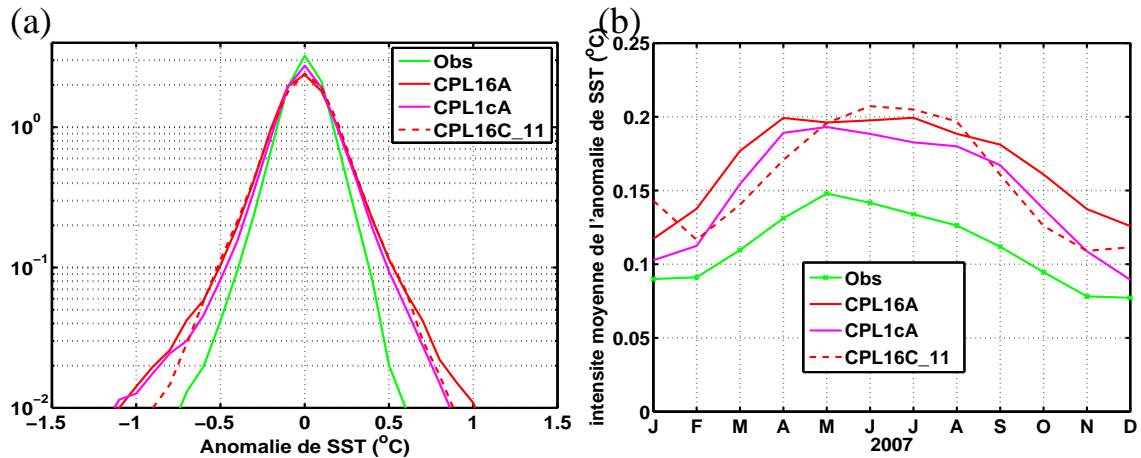


Fig. II.26 Caractéristiques des anomalies de meso-échelle de SST entre 27 °S et 5 °S. Les anomalies sont calculées par filtrage spatial des champs mensuels de SST (dégradés à 1/4 ° de résolution pour les simulations). (a) PDF des anomalies (°C). (b) Cycle saisonnier de l'intensité moyenne des anomalies (°C).

Conclusion du chapitre

Les résultats des simulations obtenues avec différentes configurations des modèles WRF et NEMO ont été comparés aux observations. Les configurations permettant d'obtenir les biais les plus faibles ont été choisies pour analyser les interactions océan-atmosphère à meso-échelle. Nous avons comparé aux observations satellites la vitesse du vent à 10 m, la TV, le flux solaire incident à la surface de la mer, les précipitations et la SST du modèle. Les courants océaniques côtiers, la structure verticale du vent, de la température potentielle et de l'humidité spécifique dans la CLA ont été évalués grâce aux observations *in situ* de la campagne VOCALS (2008).

La paramétrisation de CLA MYNN, associée au schéma de surface MYNN2, de convection BMJ et au schéma radiatif Dudhia génèrent les biais les plus faibles. Ces derniers sont réduits lorsqu'on augmente la résolution verticale dans la CLA et qu'on utilise la version 3.6 WRF. La paramétrisation de CLA YSU peut également être utilisée, malgré des biais plus importants avec ce schéma qu'avec MYNN. Elle permettra de tester la sensibilité des résultats au schéma de CLA (Chap. IV).

Des simulations longues ont été réalisées avec la version 3.6 de WRF. Des erreurs de programmation dans cette version introduisent des biais qui s'accumulent au fil des années, notamment sur la TV. Cette dernière est alors $\sim 30\%$ trop faible après 7 ans. Malgré cette dérive, la variabilité de la TV et celle de la SST restent proches des observations. Nous avons donc choisi d'utiliser ces simulations longues dans le chapitre V pour analyser la réponse de l'océan au couplage à meso-échelle.

Chapitre III

Caractéristiques du couplage SST-Vent à meso-échelle dans le Pacifique Sud-Est

Dans ce chapitre, nous étudions les caractéristiques des interactions SST-Vent à meso-échelle en mettant notamment en évidence leurs variations spatiales et temporelles. Pour cela, les résultats de la simulation la plus réaliste (CPL16A) sont analysés et comparés à ceux obtenus à partir des observations satellites. La sensibilité des résultats à la méthodologie est ensuite détaillée (Sec. [III.2](#)) afin de justifier le choix de la méthode utilisée.

III.1 Variabilité spatiale et temporelle du couplage

III.1.1 Comparaison avec les observations

a Interactions SST-Vent durant l'hiver 2007

Le couplage à meso-échelle dans le Pacifique Sud-Est est étudié grâce à la méthode présentée Section [I.3.1](#). Celle-ci a d'abord été appliquée à la TV et la SST observées (QSCAT et MW OI dont la résolution a été dégradée à 50 km) puis à celles de CPL16A, et, enfin, aux champs du modèle dont la résolution a été dégradée à 50 km de résolution. Les résultats entre 9 °S et 18 °S (Pérou) durant l'hiver 2007 sont présentés Figure [III.1](#). Les observations et la simulation montrent une relation linéaire entre les anomalies de l'intensité de la TV et celles de la SST : les champs présentent des corrélations significatives (avec un intervalle de confiance de 95 %). Les corrélations sont cependant plus fortes dans le modèle (0.81) que dans les observations (0.58). Le coefficient de proportionnalité, mesurant l'intensité de la réponse de la TV à la meso-échelle de SST, est lui-aussi surestimé (+50 %) par la simulation. On peut noter que la dégradation spatiale des champs de CPL16A modifie peu les résultats.

Plusieurs études (*e.g.* [Chelton et al, 2001](#); [O'Neill et al, 2003, 2010a](#)) ont montré que les variations de TV induites par la meso-échelle de SST créent des anomalies de

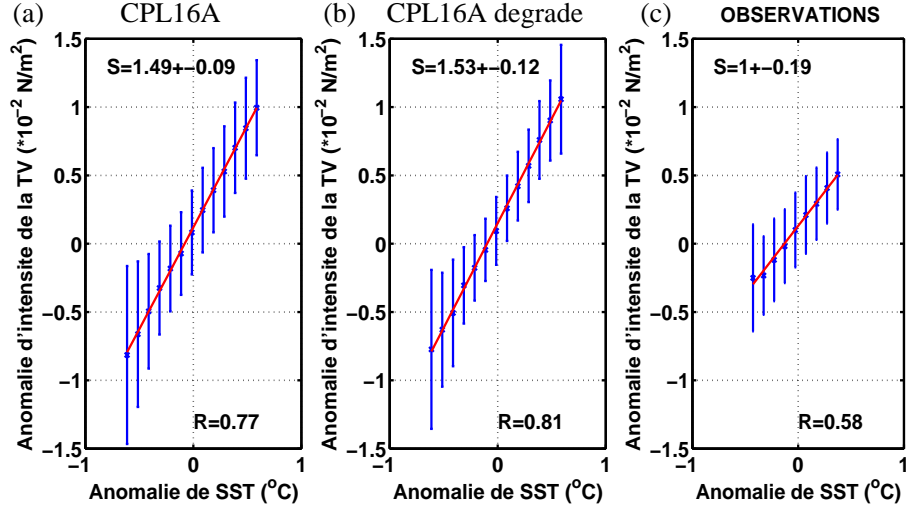


Fig. III.1 Nuages de point de $\|\vec{\tau}_s'\|'$ (10^{-2} N m^{-2}) moyenné par intervalles de SST' ($^{\circ}\text{C}$). Calcul sur les champs de (a) CPL16A, (b) CPL16A dégradés à 50 km de résolution, et (c) QSCAT, et MW OI (dégradé à 50 km de résolution entre 9 $^{\circ}\text{S}$ et 18 $^{\circ}\text{S}$). Les corrélations (R) et les coefficients de proportionnalité (S , en $10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$) entre $\|\vec{\tau}_s'\|'$ et SST' sont indiqués sur chaque figure.

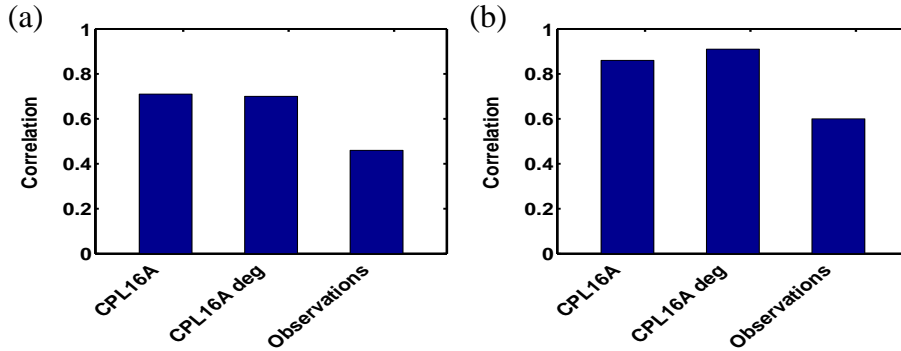


Fig. III.2 Corrélations entre (a) $\text{curl}(\vec{\tau}_s')$ et $\text{grad}_{cw}(SST')$, et (b) $\text{div}(\vec{\tau}_s')$ et $\text{grad}_{dw}(SST')$ en hiver 2007, pour la simulation CPL16A, les champs dégradés à 50 km de CPL16A, et les observations (QSCAT, et MW OI)

rotationnel et de divergence de la TV, proportionnelles au gradient de SST, respectivement, dans la direction perpendiculaire au vent ($\text{grad}_{cw}(SST')$; *c.f.* relation 0.1.2) et parallèle au vent ($\text{grad}_{dw}(SST')$; *c.f.* relation 0.1.3). Le même diagnostic a donc été appliqué aux champs de $\text{curl}(\vec{\tau}_s')$ et $\text{grad}_{cw}(SST')$ d'une part, et de $\text{div}(\vec{\tau}_s')$ et de $\text{grad}_{dw}(SST')$, d'autre part.

Les coefficients de proportionnalité de (0.1.3) et (0.1.2) sont, respectivement, 30% et 15% trop forts par rapport aux observations (Fig. III.3). Cependant, la simulation se révèle capable de reproduire une caractéristique du couplage : les corrélations (Fig.

III.2) et les coefficients de proportionnalité de la relation (0.1.2) sont supérieurs à ceux de (0.1.3). Cela a déjà été mis en évidence dans d'autres régions (voir Tableau 1 de O'Neill et al (2010a), récapitulant les résultats des études précédentes).

Selon l'étude de Spall (2007), les variations de l'intensité du vent sont responsables d'anomalies de la force de Coriolis qui tendent à modifier la direction du vent. La meso-échelle océanique induit donc, non seulement des anomalies d'intensité, mais aussi de direction de la TV (O'Neill et al, 2010a). Ces dernières modifieraient le rotationnel et la divergence de la TV, augmentant le coefficient de proportionnalité de la relation (0.1.2) et diminuant celui de (0.1.3). Les composites de tourbillons (chap. V) montrent également que la modulation de la TV par les courants joue un rôle majeur dans la réponse du rotationnel de la TV à la meso-échelle océanique, ce qui diminue la corrélation entre $\text{curl}(\vec{\tau}_s')$ et $\text{grad}_{cw}(SST')$. L'effet des courants sur $\text{div}(\vec{\tau}_s')$ est beaucoup moins marqué.

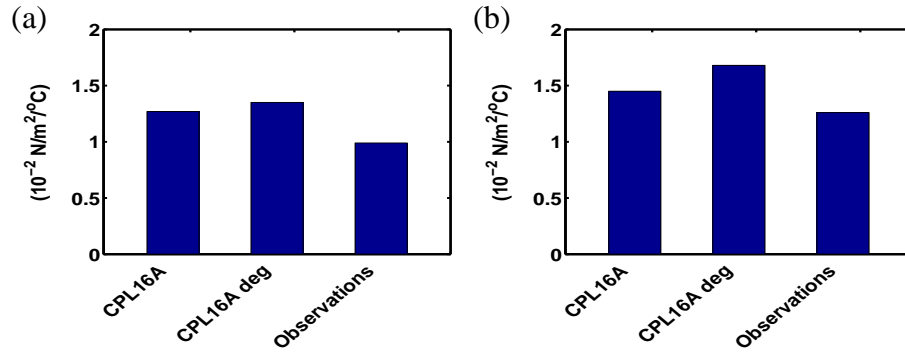


Fig. III.3 Coefficient de proportionnalité (en $10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$) entre (a) $\text{curl}(\vec{\tau}_s')$ et $\text{grad}_{cw}(SST')$, et (b) $\text{div}(\vec{\tau}_s')$ et $\text{grad}_{dw}(SST')$ en hiver 2007 pour la simulation CPL16A, les champs dégradés à 50 km de CPL16A et les observations (QSCAT, et MW OI dégradé à 50 km de résolution)

Plusieurs études ont également montré que, comme la TV, la vitesse du vent est affectée par la meso-échelle océanique, et les anomalies de l'intensité du vent à 10 m $\|\vec{V}_{10m}\|'$ seraient proportionnelles à celles de SST (Bourras et al, 2004; Bryan et al, 2010; O'Neill et al, 2012; Piazza et al, 2015) :

$$SST' \propto \|\vec{V}_{10m}\|'$$

La méthode présentée Section I.3.1 a été appliquée aux champs de vent à 10 m et de SST (Fig. III.4). Les anomalies de meso-échelle de l'intensité du vent et de la SST présentent des corrélations de ~ 0.65 . Le coefficient de proportionnalité de la simulation est proche de celui des observations, car il n'est surestimé que de 17 %. Les mécanismes expliquant l'ajustement de la vitesse du vent aux anomalies de SST sont analysés dans le Chapitre IV.

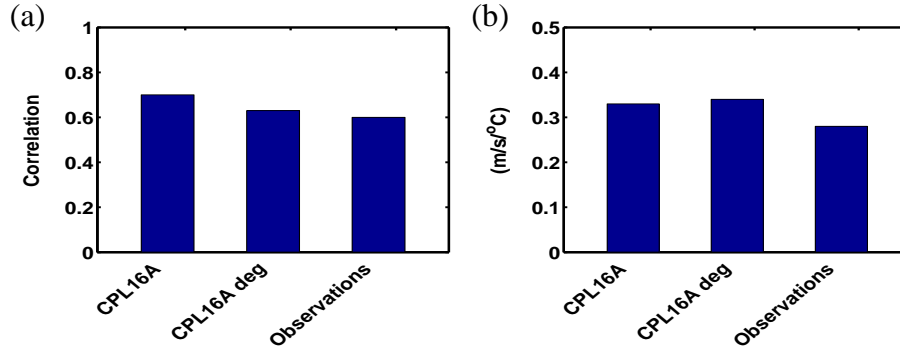


Fig. III.4 Caractéristiques du couplage entre les anomalies de vent à 10 m et celles de SST, en hiver 2007, pour CPL16A, les champs dégradés à 50 km de CPL16A et les observations (QSCAT, et MW OI dégradé à 50 km). (a) Corrélations (b) Coefficient de proportionnalité (en $\text{m s}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$)

b Variabilité spatio-temporelle

Les mêmes diagnostics ont été calculés en été 2007, et entre 18 °S et 27 °S (région du Chili).

		CPL16A	CPL16A (champs dégradés)	Observations
Pérou	été	0.62 (0.59)	0.68 (0.61)	0.66 (0.52)
	hiver	1.49 (0.77)	1.53 (0.81)	1.00 (0.59)
Chili	été	0.27 (0.27)	0.28 (0.23)	0.26 (0.29)
	hiver	1.13 (0.70)	1.14 (0.72)	0.92 (0.40)

Table III.1 Coefficient de proportionnalité ($10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$) entre $\|\vec{\tau}_s\|'$ et SST' , entre 9 °S et 18 °S (Pérou) et entre 18 °S et 27 °S (Chili) pendant l'été et l'hiver austral. Les coefficients ont été calculés pour CPL16A, les champs de CPL16A dégradés à 50 km de résolution, et les observations à 50 km de résolution (la TV de QSCAT et la SST de MW OI). Les corrélations entre les champs de meso-échelle sont indiqués entre parenthèses

Les corrélations et les coefficients de proportionnalité entre les champs de meso-échelle de SST et d'intensité de la TV sont indiqués dans la Table III.1. Les corrélations sont à nouveau surestimées par le modèle, sauf au Chili en été. Si en hiver les coefficients de proportionnalité de CPLA16 sont également supérieurs à ceux des observations (+50 % pour le Pérou et + 25 % pour le Chili), en été ils sont très proches des valeurs observées (différence de $0.02 \cdot 10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$).

La table III.1 montre aussi que la simulation reproduit la variabilité spatiale et saisonnière entre les caractéristiques au nord et au sud de 18 °S : en été les coefficients sont ~ 150 % plus élevés au Pérou qu'au Chili. En hiver, la différence est encore présente, bien que moins marquée : au Pérou, les coefficients sont supérieurs de ~ 10 % (observations)

et ~ 30 % (CPL16A) par rapport au Chili. Les corrélations sont, elles-aussi, toujours supérieures au large du Pérou. Le modèle est ensuite utilisé pour étudier l'origine de ces variations spatiales (Section III.1.2) et saisonnière (Chap. IV)

Enfin il faut noter que les coefficients de proportionnalité et les corrélations présentent le même cycle saisonnier dans CPL16A et dans les observations. Ils sont nettement plus faibles en été qu'en hiver. Au large du Chili, le coefficient de proportionnalité est, en effet, 70 % plus faible pendant l'été que pendant l'hiver. Au large du Pérou, il est 60 % plus faible en été dans la simulation et 30 % dans les observations.

		CPL16A	CPL16A (champs dégradés)	Observations
Pérou	été	0.86 (0.71)	0.98 (0.78)	0.9 (0.57)
	hiver	1.45 (0.86)	1.68 (0.91)	1.26 (0.6)
Chili	été	0.76 (0.64)	0.82 (0.70)	0.66 (0.39)
	hiver	1.10 (0.85)	1.30 (0.90)	0.95 (0.46)

Table III.2 *Tableau similaire au Tableau III.1 pour la divergence des anomalies de TV et le gradient parallèle au vent des anomalies de SST*

		CPL16A	CPL16A (champs dégradés)	Observations
Pérou	été	0.51 (0.38)	0.57 (0.44)	0.60 (0.35)
	hiver	1.27 (0.71)	1.35 (0.70)	0.99 (0.46)
Chili	été	0.61 (0.35)	0.57 (0.28)	0.65 (0.27)
	hiver	1.14 (0.72)	1.16 (0.69)	0.87 (0.36)

Table III.3 *Tableau similaire au Tableau III.1 pour la composante verticale du rotationnel des anomalies de TV et le gradient perpendiculaire au vent des anomalies de SST*

L'analyse de la divergence (Table III.2) et du rotationnel (Table III.3) de la TV confirme les résultats mis en évidence au Pérou en hiver : les coefficients de proportionnalité et les corrélations associés à la relation (0.1.2) sont toujours supérieurs à ceux de (0.1.3). A nouveau, les coefficients sont surestimés (de ~ 30 %) par le modèle en hiver, mais ils sont très proches des observations en été.

Les variations spatio-temporelles des caractéristiques du couplage sont donc correctement reproduites par le modèle. Elles sont similaires à celles de la Table III.1, ce qui est logique car les relations (0.1.2) et (0.1.3) dérivent de (0.1.1). En effet, les corrélations et les coefficients de proportionnalité sont plus grands en hiver et en été et plus intenses au Pérou qu'au Chili, sauf en ce qui concerne la relation (0.1.3) en été 2007 (les observations et le modèle montrent que le coefficient de proportionnalité entre $\text{curl}(\overline{\tau}_s')$ et $\text{grad}_{cw}(SST')$ est légèrement supérieur au sud de 18°S).

c Variabilité interannuelle

Pour étudier la variabilité interannuelle du couplage, les diagnostics ont été reproduits sur la période 2002-2008, grâce à la simulation longue CPL16C_11.

La Figure III.5 montre un cycle saisonnier clair avec des coefficients plus forts en hiver qu'en été, sauf durant l'année 2006 au Pérou. On peut également noter que les coefficients sont toujours plus faibles au sud de 18 °S, à l'exception de l'année 2008.

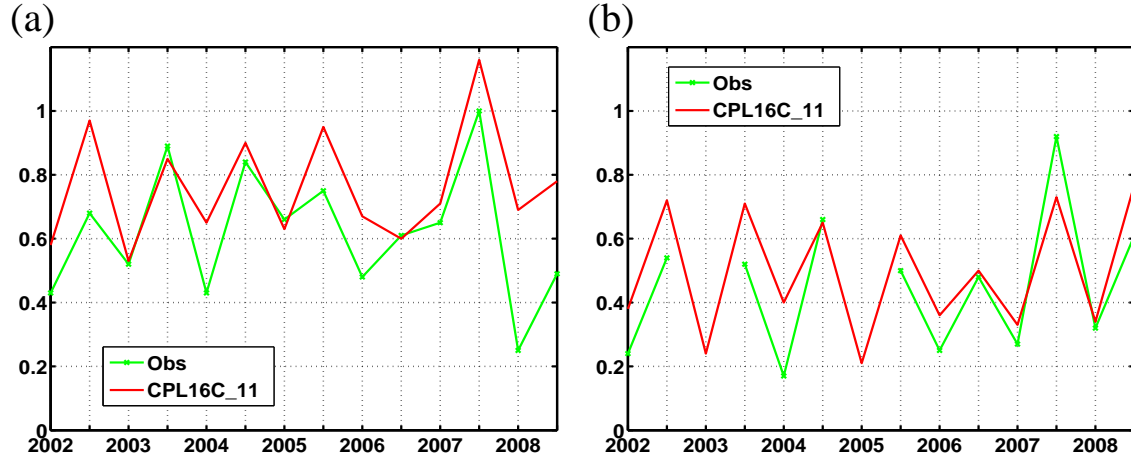


Fig. III.5 Coefficient de proportionnalité ($10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$) entre les anomalies de SST et celles de l'intensité de la TV (a) entre 9 °S et 18 °S (Pérou) (b) entre 18 °S et 27 °S (Chili). courbe rouge : CPL16C_11, courbe verte : Observations (QSCAT, et MW OI)

Nous verrons dans le Chapitre IV que l'intensité de la réponse de la TV aux anomalies de SST est modulée par la grande-échelle du cisaillement de vent $\|\partial_z \vec{v}\|$ près de la surface. C'est cette modulation qui explique les différences de coefficient de proportionnalité entre l'hiver et l'été 2007 au large du Pérou.

Les observations satellites ne nous fournissent pas de données de cisaillement de la vitesse du vent. Cependant, $\|\partial_z \vec{v}\|$ est forcé par les conditions de grande-échelle de vent, imposé par le déplacement de l'anticyclone du Pacifique Sud-Est (voir Chap. IV), et il est proportionnel au carré de l'intensité du vent de surface \bar{V}_s^2 . L'intensité moyenne de $\|\partial_z \vec{v}\|$ de CPL16C_11 est représentée Figure III.6, et celle de \bar{V}_s^2 , Figure III.7. La corrélation entre l'intensité du cisaillement et celle du vent de surface est de 0.99 au Pérou et 0.95 au Chili.

L'année 2006, qui présente des variations saisonnières du coefficient de proportionnalité assez faibles, notamment au Pérou, correspond à une période avec un cycle de l'intensité du vent de surface, et donc de $\|\partial_z \vec{v}\|$, peu marqué, pour des raisons que nous n'avons pas explorées.

Ces résultats montrent que les variations spatiales et temporelles identifiées en 2007 sont généralisables à la période 2002-2008. On peut de plus noter que le cycle saisonnier du coefficient de proportionnalité de CPL16A présente une corrélation de 0.87 avec celui de $\|\partial_z \vec{v}\|$ et de 0.86 avec celui de \bar{V}_s^2 , au Pérou. Ces résultats seront discutés en détail dans le chapitre IV.

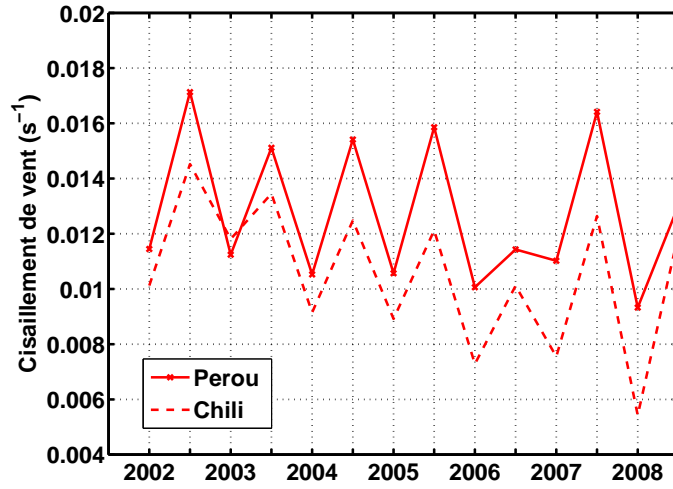


Fig. III.6 Cisaillement de vent $\|\partial_z \vec{v}\|$ (s^{-1}) à 20 m d'altitude pour CPL16C_11. Moyennes saisonnières (janvier-février-mars-avril et juillet-août-septembre-octobre) et spatiale pour le Pérou (9 °S-18 °S, trait plein) et pour le Chili (18 °S-27 °S, trait pointillé).

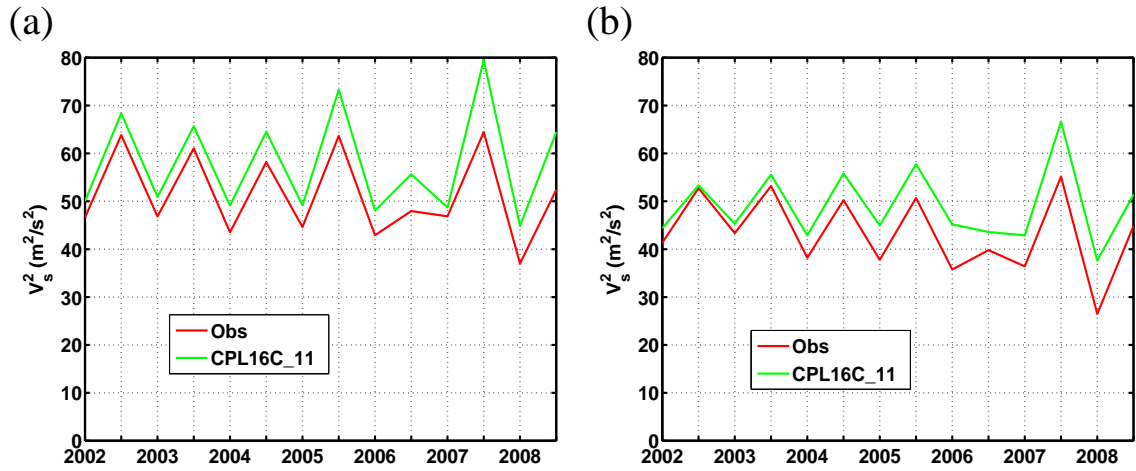


Fig. III.7 Carré de la vitesse du vent à 10 m ($\overline{V_s^2}$, $m^2 s^{-2}$). Moyennes saisonnières (janvier-février-mars-avril et juillet-août-septembre-octobre) et spatiale (a) au Pérou et (b) au Chili. Courbe rouge : CPL16C_11, courbe verte : Observations (QSCAT, et MW OI)

III.1.2 Cartographie des caractéristiques du couplage

Dans cette section, nous tirons profit du fait que le modèle régional a une résolution spatiale bien plus élevée que les observations afin d'étudier plus finement ces variations spatiales. Pour cela, nous avons calculé des cartes de caractéristiques de couplage (Fig.

III.8a). Ces cartes sont obtenues de la manière suivante : tous les 12 points de la grille horizontale du modèle sont calculés la corrélation et le coefficient de proportionnalité entre les anomalies de SST et d'intensité de TV incluses dans un carré de 450 km de côté et centré sur le point considéré.

a Variations spatiales de la corrélation

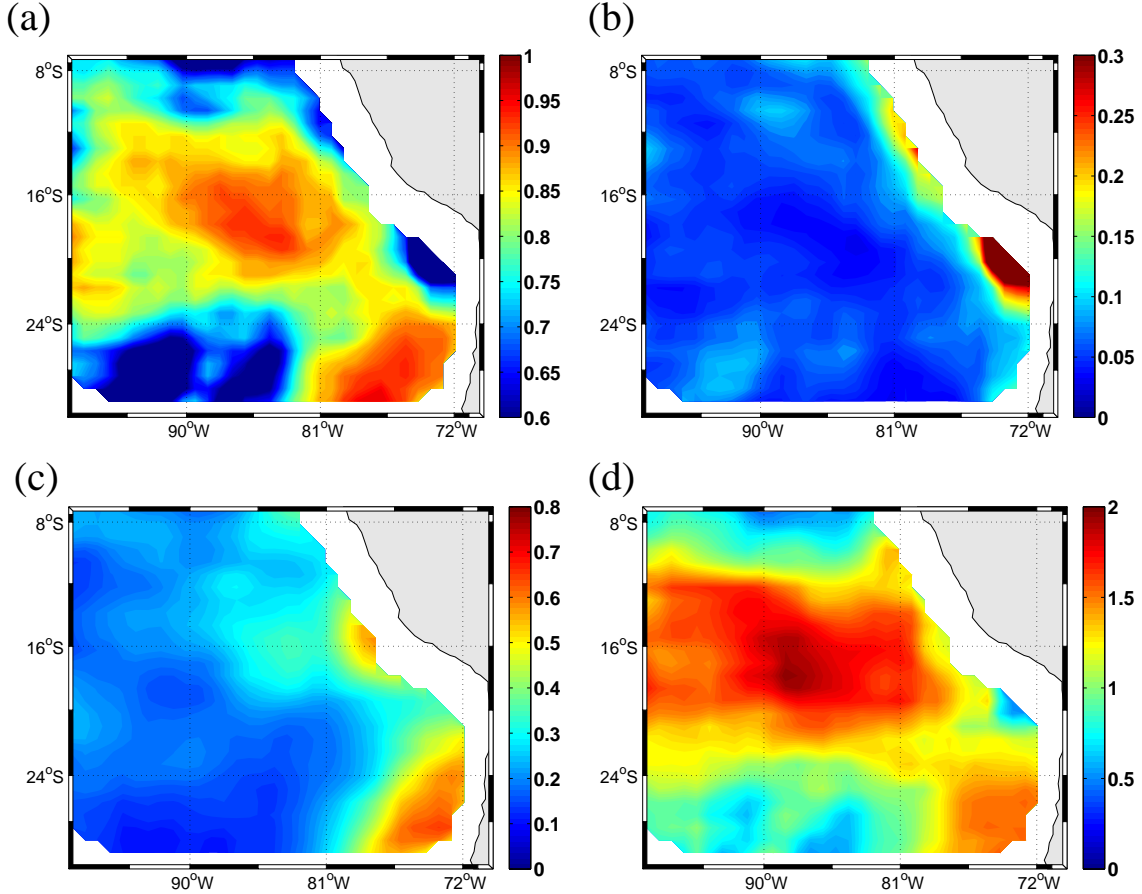


Fig. III.8 (a) Corrélation entre $\|\vec{\tau}_s\|'$ et SST' (b) $\sigma_{\tau,2}$: écart-type de $\|\vec{\tau}_s\|' - S\sigma_{SST}$ ($m s^{-1}$) (c) σ_{SST} : écart-type de SST' ($^{\circ}C$) (d) S : coefficient de proportionnalité entre $\|\vec{\tau}_s\|'$ et SST' ($10^{-2} N m^{-2} ^{\circ}C^{-1}$). Les valeurs sont calculés en chaque point d'une grille de 1° de résolution, en utilisant les champs de CPL16A durant l'hiver 2007, compris dans un carré de 450 km de côté et centré au point considéré.

Entre $7^{\circ}S$ et $10^{\circ}S$, les corrélations entre $\|\vec{\tau}_s\|'$ et SST' sont inférieures à 0.8. Entre $10^{\circ}S$ et $22^{\circ}S$, elles augmentent et sont supérieures à 0.8, à l'exception des 500 km les plus proches de la côte. Enfin, au sud de $22^{\circ}S$, à l'est de $82^{\circ}W$, les corrélations sont d'environ 0.9, tandis qu'à l'ouest, elles deviennent inférieures à 0.8.

Nous allons chercher à essayer de comprendre quels facteurs peuvent expliquer les variations spatiales de R . La corrélation R entre $\|\vec{\tau}_s\|'$ et SST' indique la part de

variabilité de $\|\vec{\tau}_s\|'$ ($\sigma_{\tau,1}$) qui peut être expliquée par une relation de linéarité avec SST'. C'est-à-dire :

$$R = \frac{\sigma_{\tau,1}}{\sigma_{\tau}} = S \frac{\sigma_{SST}}{\sigma_{\tau}} \quad (\text{III.1.1})$$

où σ_{τ} représente l'écart type de $\|\vec{\tau}_s\|'$, σ_{SST} l'écart type de SST' et S le coefficient de régression linéaire entre $\|\vec{\tau}_s\|'$ et SST'. Notons $\sigma_{\tau,1}$ la part de variabilité de $\|\vec{\tau}_s\|'$ qui est non expliquée par (0.1.1). Cette variabilité peut être due à la modulation de la TV par les courants de surface, à des effets orographiques près du continent, etc. On peut écrire $\sigma_{\tau,2} = \sigma_{\tau} - S\sigma_{SST}$, et en utilisant (III.1.1) on obtient alors :

$$R = (1 + \frac{\sigma_{\tau,2}}{S\sigma_{SST}})^{-1}$$

Cette relation signifie que R augmente lorsque :

- la part de variabilité de $\|\vec{\tau}_s\|'$ non expliquée par SST' ($\sigma_{\tau,2}$) diminue
- l'intensité de la réponse de TV aux anomalies de SST (S) augmente
- l'intensité des anomalies de SST augmente

$\sigma_{\tau,2}$ (Fig. III.8b) ne varie que dans les 500 km les plus proches de la côte, où la présence du continent induit des variations de TV, indépendamment de la SST (voir Sec. III.2.3). L'augmentation de $\sigma_{\tau,2}$ dans cette région entraîne une diminution de R. Au contraire, au large, les variations de la corrélations sont expliquées par celles de σ_{SST} (Fig. III.8c) et de S (Fig. III.8d) : dans cette région, la relation $R \approx (1 + \frac{\overline{\sigma_{\tau,2}}}{S\sigma_{SST}})^{-1}$ (Où $\overline{\sigma_{\tau,2}}$ est la moyenne spatiale de $\sigma_{\tau,2}$) est vérifiée avec une corrélation de 0.9 et un coefficient de régression linéaire de 1.0. La meso-échelle océanique se forme principalement dans les 200 km les plus proches du continent, en particulier vers 15 °S et au sud de 21 °S (voir Chap. V, Fig. V.11a). Les anomalies de SST créées vont ensuite être advectées vers le large. Cela explique que σ_{SST} soit plus intense près de la côte (dans une bande de largeur ~ 1000 km) et maximale autour de 15 °S et au sud de 21 °S. La région au nord de 10 °S, et celle au sud de 22 °S et à l'ouest de 82 °W correspondent à des zones où S et σ_{SST} sont faibles ($S \sim 0.8 \cdot 10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ et $\sigma_{SST} \sim 0.2 \text{ }^{\circ}\text{C}$), expliquant les faibles corrélations (Fig. III.8a). Le maximum de R mis en évidence à l'est de 82 °W au Chili est dû à un maximum de σ_{SST} (jusqu'à 0.55 °C) et à de fortes valeurs de $S \sim 1.3 \cdot 10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$. Entre 10 °S et 22 °S, σ_{SST} est inférieur ($\sim 0.3 \text{ }^{\circ}\text{C}$) mais S est maximum (jusqu'à $1.9 \cdot 10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$), ce qui explique que les corrélations soient comparables (~ 0.8) à celles du Chili.

b Variations spatiales du coefficient de proportionalité

Les variations spatiales de la corrélation ayant été partiellement expliquée par celles de S, il faut à présent s'interroger sur ces dernières (Fig. III.9).

C'est au large du Pérou que le coefficient de proportionalité est le plus fort ($\sim 1.5 \cdot 10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$). Au sud de 20 °S, il est en effet un peu plus faible ($\sim 1.3 \cdot 10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$) près de la côte du Chili, et beaucoup plus faible plus au large ($< 0.8 \cdot 10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$). Dans la région côtière, on observe aussi un minimum ($\sim 0.4 \cdot 10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$) autour de 20 °S.

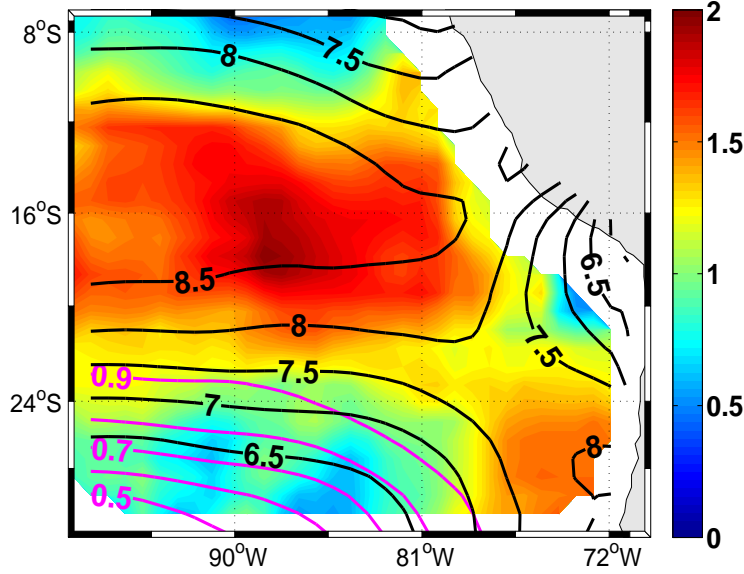


Fig. III.9 Coefficient de proportionnalité entre $\|\vec{\tau}_s\|'$ et SST' (en couleurs, $10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$). En contours magenta : régularité du vent (l'intervalle entre les contours est de 0.1), contours noirs : intensité du vent à 10 m (en m s^{-1} , et avec un intervalle de 0.5 m s^{-1}). Moyenne durant l'hiver 2007.

Castelao (2012) a suggéré que l'intensité du couplage serait modulée par la régularité (Rg) de la direction du vent de surface. Rg est définie par :

$$Rg = \frac{\|\langle \vec{v}_{10m} \rangle\|}{\langle \|\vec{v}_{10m}\| \rangle}$$

Où $\langle \rangle$ représente la moyenne temporelle. $Rg \sim 1$ correspond à un vent très régulier. Au contraire, lorsque la direction du vent varie souvent, Rg diminue. Lorsque la régularité du vent est inférieure à 0.8, les fréquents changements de direction du vent ne laisseraient pas le temps à la CLA d'atteindre un état d'équilibre au dessus des fronts de SST et l'intensité de la réponse de la TV serait plus faible (Castelao, 2012).

A l'ouest de 81 °W et au sud de 22 °S, $Rg < 0.8$, ce qui pourrait expliquer le minimum du coefficient de proportionnalité. Cependant, la régularité du vent ne permet pas d'expliquer que S soit inférieure à $0.8 \cdot 10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ près de la côte à 20 °S et au nord de 10 °S. Ces régions correspondent, par contre, à des zones où le vent de surface est faible ($< 7 \text{ m s}^{-1}$). L'intensité du coefficient de proportionnalité est, en effet, corrélée ($R=0.8$) à la vitesse du vent de surface. Ce résultat est cohérent avec les observations de O'Neill et al (2012) et avec les analyses du Chapitre IV qui expliquent comment les conditions moyennes de vent modulent l'intensité de la réponse de la TV aux anomalies de SST.

III.2 Sensibilité des résultats à la méthodologie

L'étude des anomalies de meso-échelle de SST et de TV de la simulation CPL16A et des données satellites a mis en évidence une relation de proportionnalité entre $\|\vec{\tau}\|'$ et SST' . Avant de poursuivre plus en détail l'analyse de ces interactions couplées, nous allons montrer que les caractéristiques de cette relation sont sensibles à la méthodologie utilisée.

III.2.1 Impact du choix d'un filtrage spatial ou temporel

Il existe plusieurs manières de définir et calculer les anomalies de meso-échelle. On peut notamment utiliser un filtre spatial (O'Neill et al, 2010b; Perlin et al, 2014) ou bien un filtre temporel (Chelton et al, 2001, 2007) qui calcule des anomalies par rapport aux champs moyens sur la saison considérée (été ou hiver).

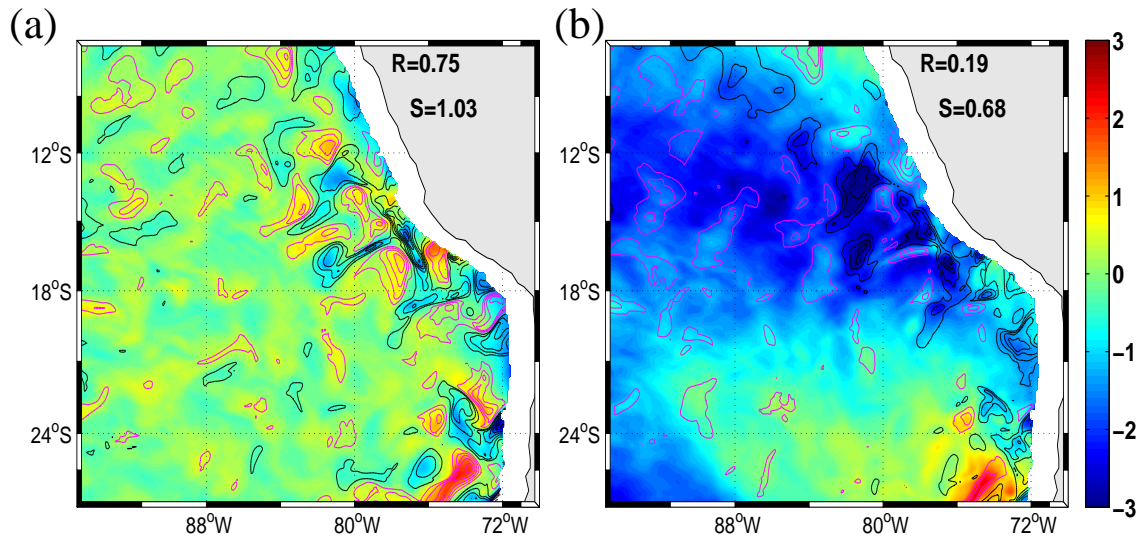


Fig. III.10 Anomalies de meso-échelle de l'intensité de la TV (en couleurs, 10^{-2} N m^{-2}) et de la SST (en contours, °C) de CPL16A, obtenues avec différentes méthodes en juillet 2007. (a) Champs mensuels filtrés par le filtre gaussien défini Sec. I.3.1. (b) Différence entre les champs mensuels et la moyenne de juin à août 2007. Les contours magentas et noirs indiquent des anomalies respectivement positives et négatives, avec un intervalle de 0.25 °C. Les corrélations R et les coefficients de proportionnalité S entre $\|\vec{\tau}\|'$ et SST' sont indiquées sur chaque figure.

Les deux méthodes ont été appliquées à la SST et l'intensité de TV de CPL16A au mois de juillet 2007 (Fig. III.10). La corrélation entre les deux champs obtenus après filtrage temporel est de 0.19, tandis qu'elle est de 0.75 lorsqu'on utilise un filtrage spatial. Cette faible corrélation est liée à deux problèmes posés par le filtrage temporel :

- Il ne filtre pas toute la grande-échelle : un gradient nord-sud apparaît clairement dans l'intensité de la TV (Fig. III.10b).
- Il élimine une partie de la meso-échelle. En effet, on distingue encore des structures de meso-échelle dans les champs saisonniers (Fig. III.11). Lorsqu'on calcule la différence entre le champ mensuel et le champ saisonnier, on va non seulement retrancher une partie de la grande échelle mais aussi cette meso-échelle.

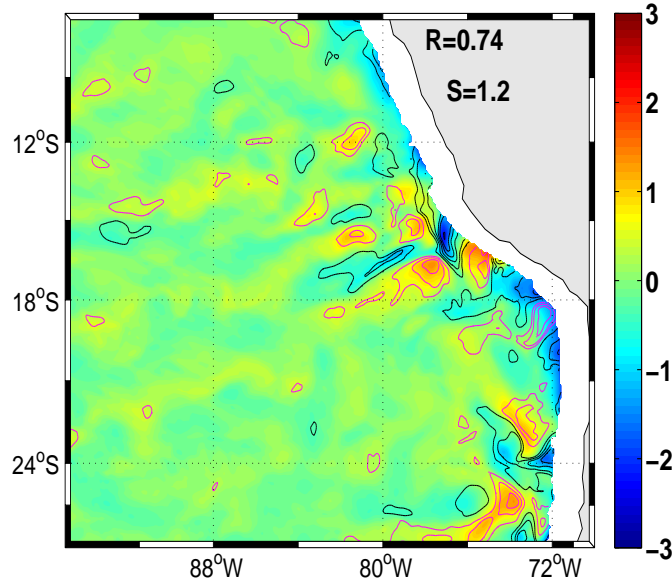


Fig. III.11 Anomalies de meso-échelle de l'intensité de la TV (en couleurs, 10^{-2} N m^{-2}) et de SST (en contours, $^{\circ}\text{C}$), calculées grâce au filtre gaussien défini Sec. I.3.1 sur les champs moyens de juillet à octobre 2007 de CPL16A. Les contours magentas et noirs indiquent des anomalies respectivement positives et négatives, avec un intervalle de $0.25 \text{ }^{\circ}\text{C}$. Les corrélations R et les coefficients de proportionnalité S entre $\|\vec{\tau}'\|$ et SST' sont indiquées sur chaque figure.

Chelton et al (2001) et Chelton et al (2007) utilisent le filtrage temporel car ils s'intéressent en réalité aux relations de proportionnalité entre $\text{curl}(\vec{\tau}_s')$ et $\text{grad}_{cw}(SST')$ et entre $\text{div}(\vec{\tau}_s')$ et $\text{grad}_{dw}(SST')$. Les dérivations spatiales de la SST et des composantes de la TV nécessaires au calcul de ces variables permettent de filtrer la grande-échelle encore présente après soustraction des champs saisonniers.

La comparaison du filtrage temporel et spatial (Fig. III.12) montre que les corrélations associées aux relations 0.1.3 (Fig. III.12a et III.12b) et 0.1.2 (Fig. III.12c et III.12d) sont cependant plus faibles lorsqu'on utilise un filtre temporel. Ces différences sont vraisemblablement dues au filtrage d'une partie de la meso-échelle quand les anomalies sont calculées par différence avec la moyenne saisonnière.

L'utilisation d'un filtre spatial a donc été privilégiée car celui-ci isole plus efficacement les petites échelles et permet d'obtenir des corrélations plus fortes entre les

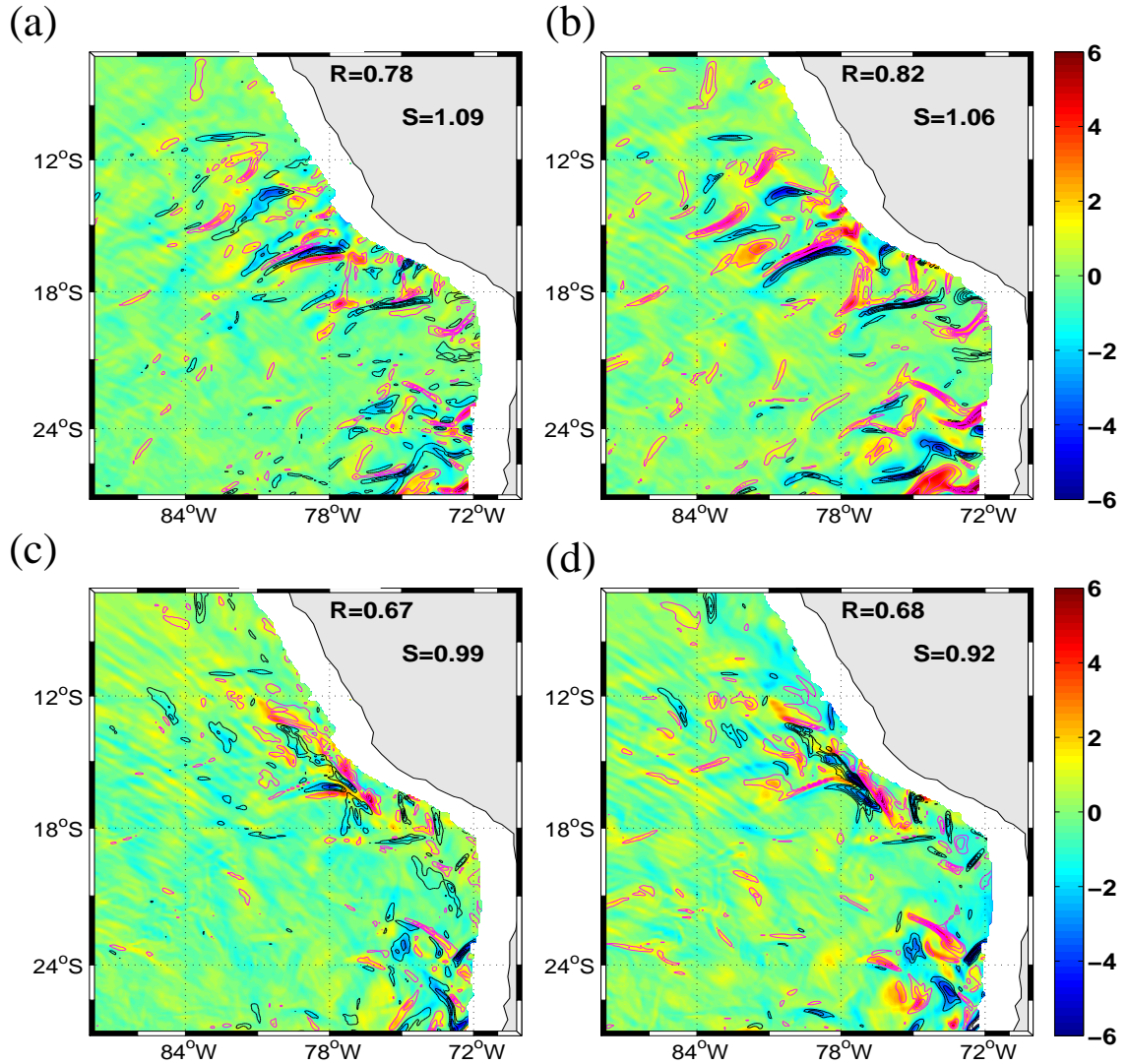


Fig. III.12 (a) $\text{curl}(\vec{\tau}_s')$ (en couleurs, 10^{-7} N m), et $\text{grad}_{cr}(SST')$ (en contours), où $\vec{\tau}_s'$ et SST' sont, respectivement, la TV et la SST mensuelles filtrées temporellement. (b) Identique à (a) mais avec un filtrage spatial. (c) $\text{div}(\vec{\tau}_s')$ (en couleurs, 10^{-7} N m), et $\text{grad}_{dw}(SST')$ (en contours), où $\vec{\tau}_s'$ et SST' sont, respectivement, la TV et la SST mensuelles filtrées temporellement. (d) Identique à (c) mais avec un filtrage spatial. L'intervalle entre les contours est de $7.5 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C m}^{-1}$, et les lignes magentas et noires indiquent une anomalie respectivement positive et négative. Les corrélations R et les coefficients de proportionnalité S (en $10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^\circ\text{C}^{-2}$) entre les deux champs sont indiqués sur chaque figure.

anomalies de TV et de SST. De plus, lorsque l'on souhaite étudier l'impact de la meso-échelle océanique dans le couplage en filtrant les champs transmis par OASIS à WRF (Chap. V), seul un filtre spatial peut être appliqué. Nous avons choisi d'être cohérents tout au long de ce travail, en utilisant une seule définition des anomalies de

meso-échelle.

III.2.2 Variabilité en fonction des échelles spatiales

L'écart-type σ du filtre gaussien a été fixé à 150 km. La sensibilité des résultats à cet écart-type a cependant été testée en utilisant les champs de SST et d'intensité de la TV de CPL16A, moyennés sur le mois de juillet 2007.

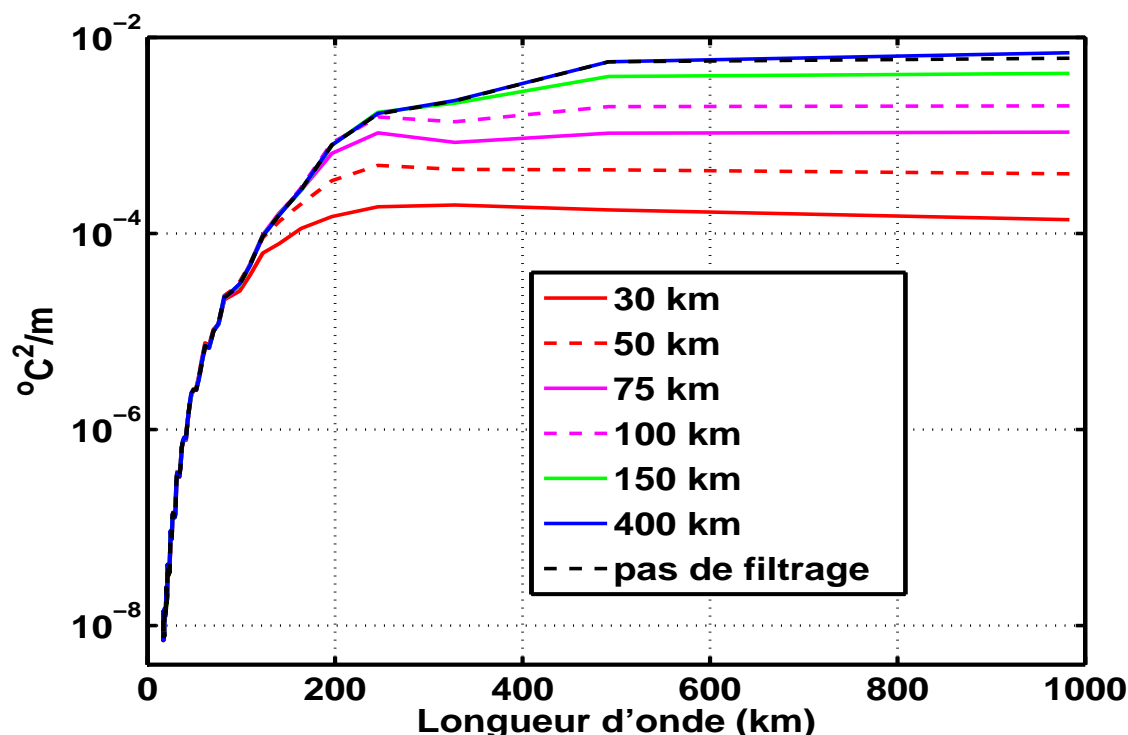


Fig. III.13 Spectre du champ mensuel de meso-échelle de SST de CPL16A en juillet 2007 pour différents écart-types du filtre gaussien.

Le spectre de la meso-échelle de SST obtenue avec le filtre choisi (Fig. III.13) montre que cette méthode élimine les longueurs d'onde supérieures à 300 km. Des écart-types plus petits permettent de n'étudier que des structures de taille encore plus petite : inférieures à 40 km pour $\sigma=30$ km, inférieures à 60 km pour $\sigma=50$ km, et inférieures à 120 km pour $\sigma=100$ km.

La corrélation R et le coefficient de proportionnalité S entre les anomalies de SST et d'intensité de la TV ont été calculés en fonction de l'écart-type du filtre (Fig. III.14). Les résultats montrent que, plus les champs considérés contiennent de grandes échelles, plus R et S sont faibles. L'utilisation du filtre d'écart-type 150 km permet d'étudier des anomalies intenses, tout en se situant dans une gamme d'échelles où on constate une forte corrélation (supérieure à 0.7).

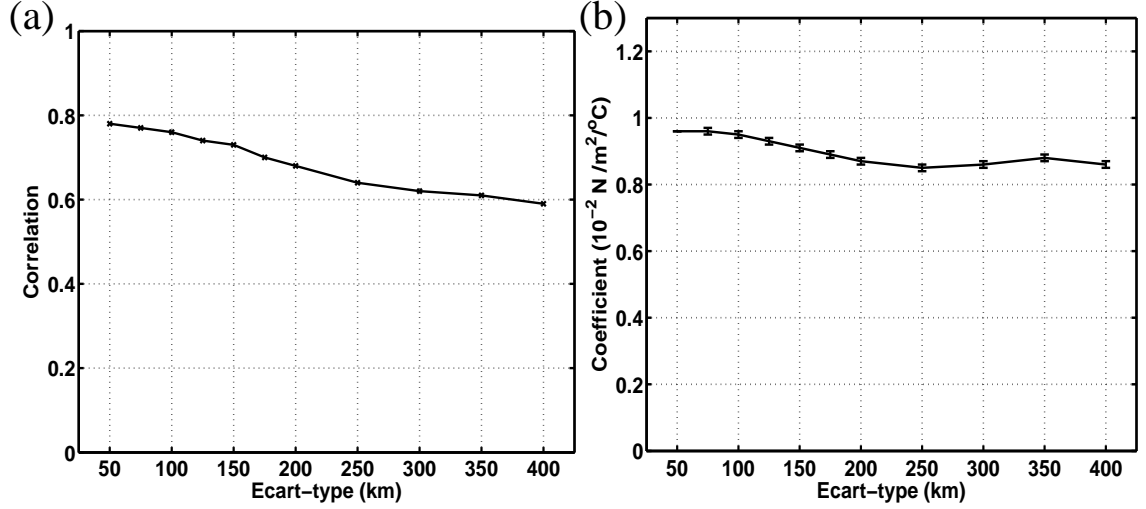


Fig. III.14 Caractéristiques de la relation de proportionnalité entre $\|\vec{\tau}\|'$ et SST' de CPL16A en juillet 2007 fonction de l'écart-type du filtre. (a) Corrélation (b) Coefficient de proportionnalité (en $10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$). Les barres représentent l'erreur type.

La Figure III.14 suggère que l'intensité de la réponse de la TV aux anomalies de SST varie selon les échelles considérées. Pour vérifier cette hypothèse, les champs ont été filtrés pour ne retenir que les structures d'une certaine échelle (filtre passe-bande). On s'intéresse à présent aux anomalies $\Phi'_{\text{passebande}} = \Phi'_{\sigma_1} - \Phi'_{\sigma_2}$, où Φ'_{σ_n} est l'anomalie de meso-échelle du champ Φ ($\Phi = \|\vec{\tau}_s\|$ ou $\Phi = SST$) obtenue grâce au filtre gaussien d'écart-type σ_n (Fig. III.15).

La Figure III.16 montre les corrélations et les coefficients de proportionnalité entre $\|\vec{\tau}_s\|'_{\text{passebande}}$ et $SST'_{\text{passebande}}$, en fonction des échelles considérées. Plus la taille des structures est petite, plus la réponse de l'intensité de la TV à la SST est importante : la corrélation entre les champs est divisée par 2 entre 20 et 300 km, et le coefficient de proportionnalité diminue de $\sim 30 \%$.

Les mécanismes expliquant la variation des résultats en fonction des échelles considérées n'a pas été étudiée en détail et reste une question encore assez ouverte. Au dessus des fronts, la réponse de l'atmosphère aux variations de SST pourrait être différente selon la taille du front considérée. En effet, l'ajustement de la CLA aux anomalies de température à l'interface air-mer peut être décrite par un équilibre d'advection-diffusion (Small et al, 2008). Pour un même vent moyen, le profil vertical des anomalies des variables atmosphériques (température de l'air, pression, mélange turbulent, vitesse du vent) va donc être différent selon que les variations de SST ont lieu sur une échelle de 300 km ou de 30 km. Pour étudier plus précisément les différences de la réponse de l'atmosphère selon la taille des structures de meso-échelle de SST considérées, il faudrait réaliser différents composites atmosphériques au dessus de fronts de SST classés par gamme d'échelles (Byrne et al, 2015).

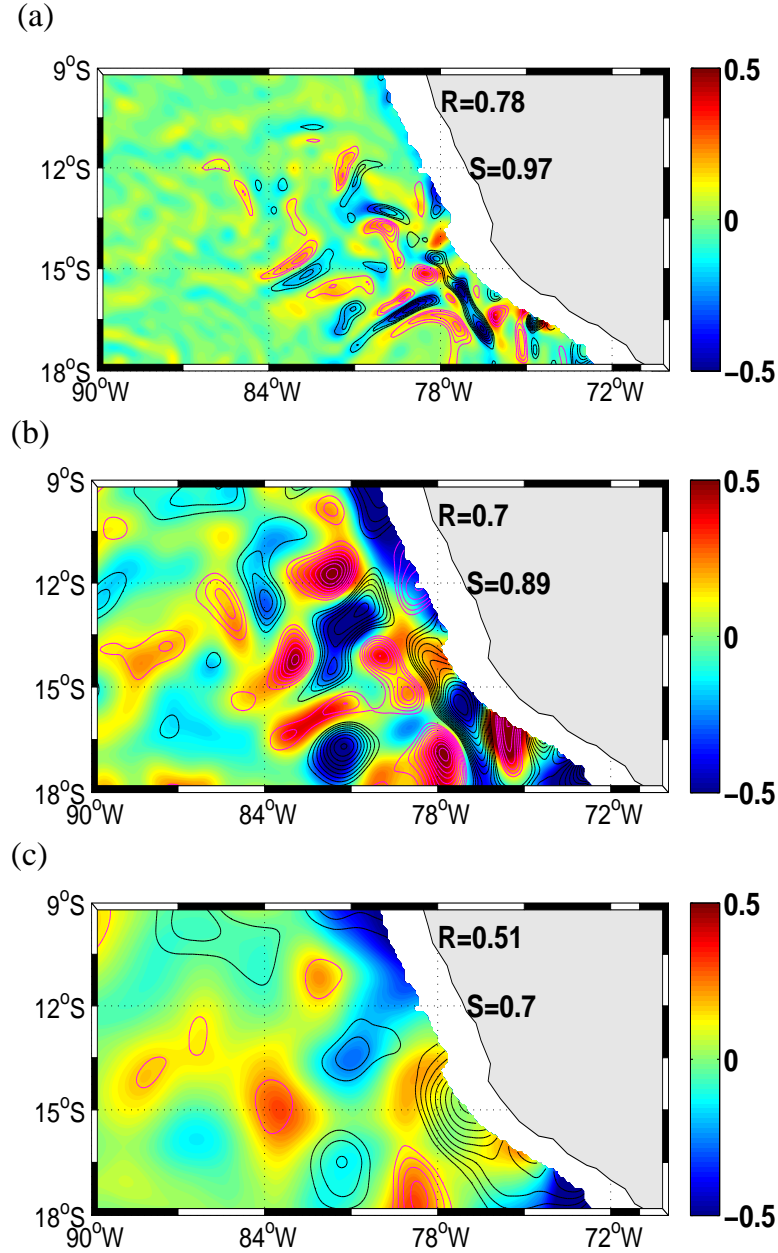


Fig. III.15 Anomalies $\|\vec{\tau}_s\|'_{\text{passebande}}$ (couleurs, $10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$) et $SST'_{\text{passebande}}$ (contours), obtenues en appliquant un filtrage passe-bande grâce à deux filtres gaussien d'écart-types σ_1 et σ_2 . (a) $\sigma_1=15 \text{ km}$ et $\sigma_2=30 \text{ km}$, (b) $\sigma_1=50 \text{ km}$ et $\sigma_2=100 \text{ km}$, (c) $\sigma_1=125 \text{ km}$ et $\sigma_2=175 \text{ km}$. Champs moyens de CPL16A en juillet 2007. Les contours magentas et noirs indiquent des anomalies respectivement positives et négatives, avec un intervalle de $0.25 \text{ }^{\circ}\text{C}$. Les corrélations (R) et les coefficients de proportionnalité (S) entre les 2 champs ont été indiqués sur chaque figure

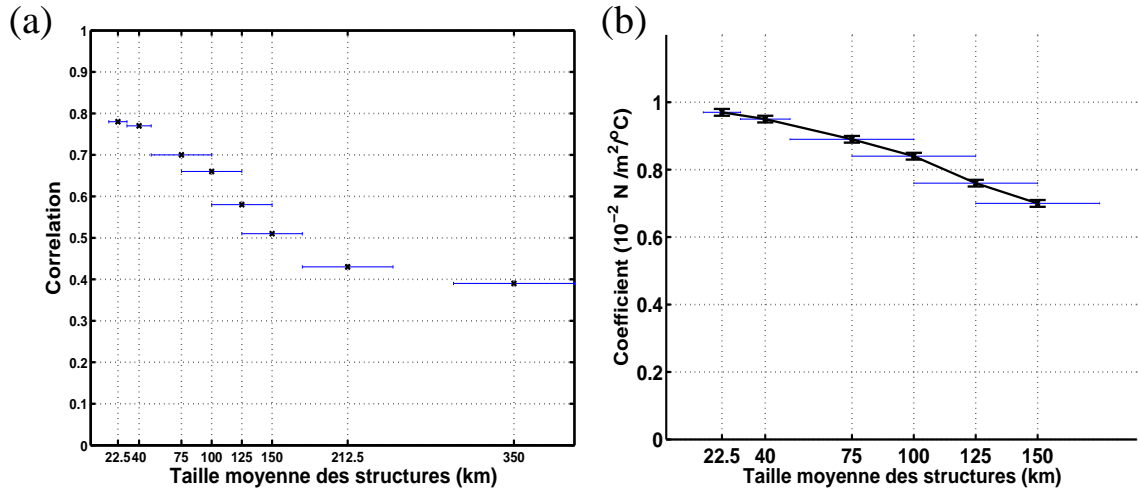


Fig. III.16 Caractéristiques de la relation de proportionnalité entre $\|\vec{\tau}_s\|'_{\text{passebande}}$ et $SST'_{\text{passebande}}$ (champs de CPL16A en juillet 2007), filtrés à l'aide de différents filtres passe-bande. (a) Corrélation (b) Coefficient de proportionnalité (en $10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$). Les extrémités des barres horizontales indiquent les deux écart-types utilisés pour le filtre passe-bande. Les barres verticales représentent l'erreur type du coefficient de proportionnalité.

III.2.3 Impact de la largeur de la bande côtière

Dans les régions côtières, la présence du continent affecte largement la meso-échelle du vent et de la TV pour plusieurs raisons : tout d'abord, à cause du changement de la force de trainée entre la mer et la terre, puis de la forme de la ligne de côte (présence de caps, [Arthur, 1965](#)), et enfin de l'orographie ([Rahn and Rutllant, 2010](#)). Selon [Boe et al \(2011\)](#) dans le système d'upwelling de Californie, ces effets orographiques sont à l'origine de structures de meso-échelle de vent dont l'amplitude est environ 2 fois plus grande que celles de la réponse atmosphérique aux anomalies de SST. Dans la même région, l'étude de Renault et al (2015), basée sur de la modélisation atmosphérique forcée, indique que ces effets orographiques pourraient expliquer plutôt 15 % de la meso-échelle du vent en zone côtière. Dans les upwellings du Benguela et des Canaries, l'influence du continent se ferait sentir jusqu'à une distance de ~ 100 km au large ([Desbiolles et al, 2014](#)).

Les 150 km les plus proches de la côte ont donc été écartés de l'analyse présentée Section III.1. Dans cette zone, la meso-échelle d'intensité de la TV est beaucoup plus faiblement corrélée ($R=0.4$) à celle de la SST (Fig. III.17).

Les caractéristiques du couplage SST-TV durant l'hiver 2007 ont été calculées à partir des champs de CPL16A dont on a retiré les données situées dans une bande côtière de largeur L variable. Les résultats, en fonction de L , sont présentés Figure III.18.

Lorsqu'on retire de l'analyse les points situés près de la côte, la corrélation augmente rapidement. Au sud de 18°S (Chili), dès que les 50 premiers kilomètres ont été écartés,

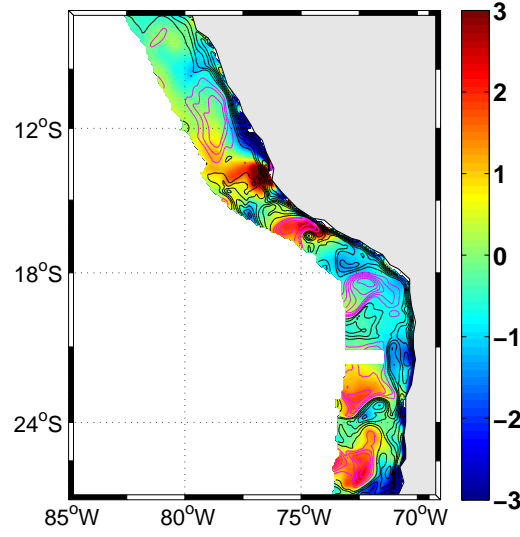


Fig. III.17 Anomalies de meso-échelle $\|\vec{\tau}_s\|'$ (couleurs, $10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$) et SST' (contours) situées à moins de 300 km du continent. Les contours magentas et noirs indiquent des anomalies respectivement positives et négatives, avec un intervalle de $0.25 \text{ } ^\circ\text{C}$. Champs moyens de CPL16A en juillet 2007.

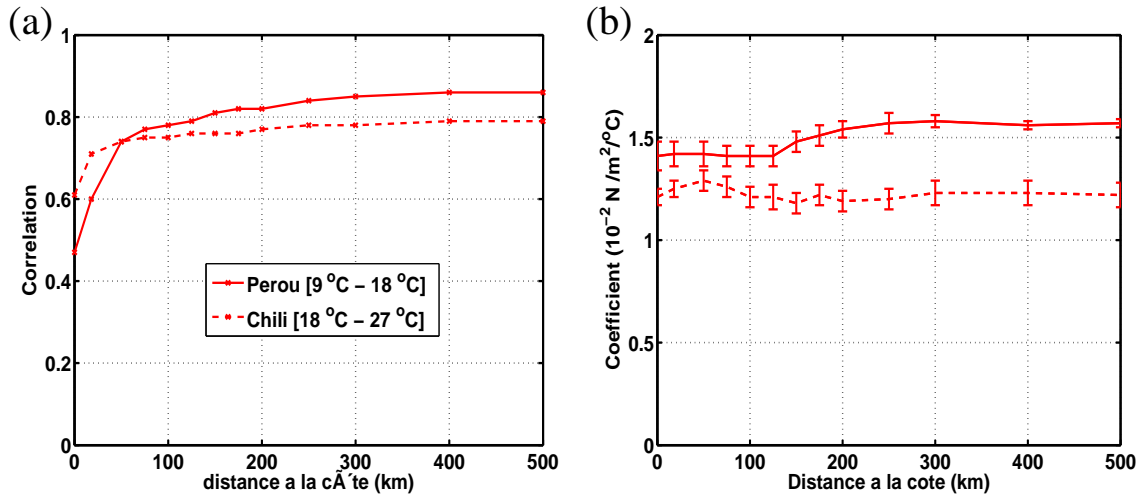


Fig. III.18 Caractéristiques de la relation de proportionnalité entre les anomalies de SST et d'intensité de la TV de CPL16A en hiver 2007, en fonction de la largeur de la bande côtière retirée des données. (a) Corrélation (b) Coefficient de proportionnalité (en $10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$), calculé à partir du nuage de point par intervalle. Les barres représentent l'erreur type. Les courbes continues et pointillées indiquent des caractéristiques calculées respectivement entre 9°S et 18°S et entre 18°S et 27°S .

les corrélations se stabilisent à ~ 0.75 . Entre 9 °S et 18 °S (Pérou), la région côtière affectée par la présence du continent est plus large (les corrélations augmentent avec L jusqu'à $L \sim 400$ km. La ligne de côte au Pérou présente plusieurs changements de direction importants (à 18 °S, 14 °S et 6 °S), et elle est plus rectiligne au Chili, entre 30 °S et 18 °S. Les reliefs montagneux des Andes sont également situées plus près de la côte au Pérou (~ 50 km) qu'au Chili (~ 120 km, Fig. I.2). Cela pourrait expliquer que les effets orographiques s'étendent plus au large au Pérou. Cela pourrait déjà se noter sur la Figure III.8b : au nord de 20 °S, la variabilité de la TV non proportionnelle à la meso-échelle de SST ($\sigma_{\tau,2}$) est supérieure à 0.15 m s^{-1} jusqu'à ~ 400 km. Le choix de ne pas prendre en compte les 150 km les plus proches de la côte est un compromis pour étudier la région où les corrélations sont maximales tout en ne s'éloignant pas trop de la région d'upwelling côtier et de la zone où l'énergie cinétique tourbillonnaire de l'océan est maximale.

Malgré les variations de corrélation, le coefficient de proportionalité entre les champs reste à peu près constant (à part une légère augmentation entre 9 et 18 °S de $0.2 \cdot 10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ °C}^{-1}$ entre 125 et 250 km).

III.2.4 Impact du filtrage sur la relation de "Minobe"

Minobe et al (2008) a mis en évidence une corrélation négative entre la divergence du vent de surface et le laplacien de la SST (relation 0.1.4). Cette étude porte sur les structures de meso-échelle stationnaires associées au passage du Gulf Stream au large de la côte Est de l'Amérique du Nord. Des données de réanalyse, moyennées sur plusieurs années (5 ans) ont été utilisées. En revanche, les travaux s'intéressant aux relations (0.1.1), (0.1.3) et (0.1.2), étudient des champs moyennés sur des durées beaucoup plus courtes (≤ 1 mois *e.g.* Desbiolles et al, 2014; Perlin et al, 2014).

Les corrélations entre $\text{div}(\vec{V}_s')$ et $\nabla^2 SST'$ ont été calculées à partir de champs moyennés sur toute l'année, en été, en hiver et en juillet 2007, et filtrés grâce à des filtres gaussiens de différents écart-types σ . Les résultats sont présentés Figure III.19. Les corrélations sont toujours inférieures à 0.55 (en valeur absolue), quelque soit le filtre et la durée de la moyenne utilisés. Seules celles calculées à partir des champs moyens en été dépassent 0.25 lorsque $\sigma > 40$ km, atteignant 0.54 pour $\sigma = 350$ km. Les corrélations sont par ailleurs positives, ce qui n'est pas cohérent avec Minobe et al (2008).

Les structures de meso-échelle du vent dans le Pacifique Sud-Est semblent donc suivre une loi décrite par (0.1.1), et non pas par (0.1.4). Cette région est très différente de celle étudiée par Minobe et al (2008) par de nombreux aspects :

- Tout d'abord, le système d'upwelling du Pérou-Chili ne présente pas de structures de meso-échelle stationnaires et permanentes comparable à celle du Gulf Stream : La SST moyennée de 2002 à 2006 ne montre que la présence du gradient côte-large associé à l'upwelling, mais celui-ci est principalement situé dans la région cotière où les effets orographiques sont importants. Brachet et al (2012) a suggéré que la dynamique atmosphérique pourrait être différente selon que l'on étudie des structures de meso-échelle permanentes et stationnaires présentes dans un champ moyen sur une longue durée (≥ 1 an), ou des structures présentes dans une moyenne de quelques jours .
- L'intensité des anomalies de SST est beaucoup plus faible dans le Pacifique Sud-Est que dans la région du Gulf Stream où les fronts de SST peuvent représenter des varia-

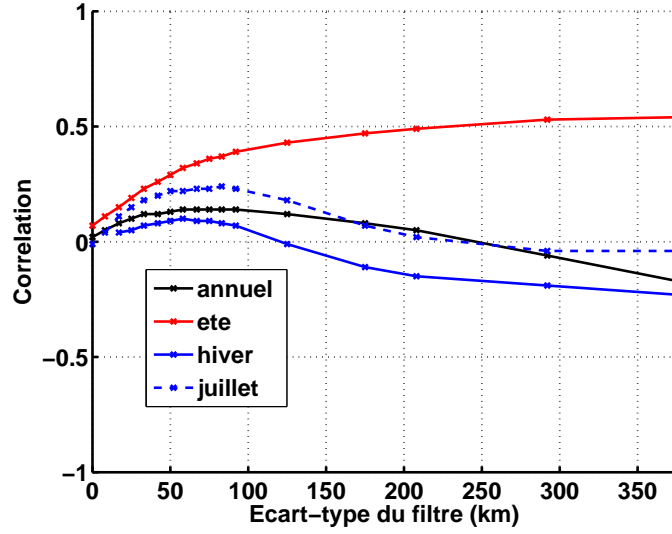


Fig. III.19 Corrélations entre $\text{div}(\vec{V}'_s)$ et $\nabla^2 SST'$ en fonction de l'écart-type du filtre gaussien ayant permis de calculer les anomalies. Les courbes noire, rouge, bleue et bleue pointillée correspondent à des anomalies calculées à partir de champs de CPL16A moyennés respectivement sur toute l'année, de janvier à mars, de juillet à septembre et en juillet 2007.

tions de ~ 10 °C sur 100 km. Bourras et al (2006) a, en effet, avancé l'hypothèse que les mécanismes de la réponse atmosphérique pourraient être différents selon l'intensité des anomalies de SST car la hauteur jusqu'à laquelle s'étend leur influence serait différente.

-Les conditions climatiques moyennes du Pacifique Sud-Est sont très différentes de l'Atlantique Nord-Ouest. En particulier, le sommet de la CLA présente une inversion très marquée (voir Chap. II), qui peut largement moduler la réponse de la CLA aux anomalies de SST (Hashizume et al, 2002, Chap. IV). L'étude de Lambaerts et al (2013) met en évidence une corrélation entre la divergence du vent et le laplacien de SST uniquement dans des conditions de vent très faible ($\leq 1 \text{ m s}^{-1}$). Lorsque le vent est plus intense, la divergence de ses anomalies devient alors proportionnelle à $\text{grad}_{dw}(SST')$, ce qui correspond donc à la relation (0.1.2) (Riwal Plougonven, communication personnelle). Le vent de surface du Pacifique Sud-Est dépassant les 5 m s^{-1} , il serait donc cohérent que les anomalies de TV soient décrites par la relation (0.1.2) et non pas par (0.1.5).

Conclusion du chapitre

Les observations satellite ont montré que le champ de meso-échelle de l'intensité de la TV est corrélé à celui de la SST : à plus de 150 km de la côte, jusqu'à 35 % de la variabilité de l'intensité de la TV est expliquée par une relation linéaire entre $\|\vec{\tau}'\|$ et

SST' (0.1.1). La corrélation et le coefficient de proportionnalité associé à (0.1.1) varient spatialement et temporellement : ils sont plus forts en hiver (austral) qu'en été, et au Pérou (9 °S-18 °S) qu'au Chili (18 °S - 27 °S).

Les simulations couplées montrent également une forte corrélation entre $\|\vec{\tau}\|'$ et SST' . Le modèle surestime jusqu'à 50 % l'intensité de la réponse de la TV aux anomalies de SST. Néanmoins, les variations spatiales et saisonnières de cette intensité sont proches de celles des observations.

Nous avons tiré parti de la haute résolution du modèle (1/12 °) pour analyser en détail l'origine des variations spatiales de l'intensité du couplage. Près de la côte, la meso-échelle de TV est faiblement corrélée ($R \sim 0.4$) aux anomalies de SST car la variabilité de la TV due aux effet orographiques y est plus forte. Au Chili, l'intensité de la réponse de la TV à la meso-échelle de SST est plus faible qu'au Pérou car, au large de 81 °W, le vent est moins régulier et moins fort.

Dans ce chapitre nous avons également montré que l'estimation des caractéristiques de couplage entre $\|\vec{\tau}\|'$ et SST' est sensible au type de filtre utilisé pour isoler la meso-échelle océanique. Le filtrage temporel retient une partie de la grande-échelle, et élimine au contraire certaines structures de petite taille. Nous avons donc choisi d'utiliser un filtrage spatial.

Ce choix nous a permis d'étudier les interactions SST-TV pour différentes tailles de meso-échelle. Plus les structures sont fines, plus la réponse de la TV aux anomalies de SST est forte. Un filtre gaussien d'écart-type 150 km extrait efficacement les structures de tailles inférieures à 300 km.

Les corrélations entre le laplacien de SST et la divergence du vent (relation 0.1.4) ont également été calculées. Elles sont cependant très faibles et montrent que le Pacifique Sud-Est n'est pas une région où ont lieu les interactions décrites par Minobe et al (2008) et Lambaerts et al (2013).

Chapitre IV

Mécanismes de la rétroaction de la SST sur la tension de vent

L'analyse des données satellite et des simulations numériques a donc montré que les anomalies de meso-échelle de l'intensité du vent de surface et de la TV étaient proportionnelles à celles de la SST dans la région du Pacifique Sud-Est. Les mécanismes de l'ajustement de la CLA aux anomalies de SST sont analysés dans ce chapitre à l'aide des simulations, afin d'expliquer les variations saisonnières de l'intensité du couplage océan-atmosphère. Cette étude a fait l'objet d'un article publié dans *Climate Dynamics* et présenté ici.

IV.1 Résumé

Le modèle couplé WRF-OASIS-NEMO a été utilisé pour étudier les interactions SST-Vent à meso-échelle dans le Pacifique Sud-Est. Après avoir comparé la relation entre les anomalies d'intensité de la TV et de la SST dans les simulations et dans les observations, nous analysons les mécanismes de la réponse du vent à la meso-échelle de SST dans la simulation CPL16A (appelée "CPLM" dans l'article, et qui utilise le schéma de CLA MYNN).

Les variations de la vitesse du vent au dessus des fronts de SST sont analysées grâce à des composites des termes du bilan de quantité de mouvement dans la direction du vent. Au dessus d'un gradient de température de l'océan, lorsque le vent souffle du froid vers le chaud, celui-ci est accéléré près de la surface, et décéléré en altitude (au dessus de 200 m). Au contraire, du chaud vers le froid, le vent est freiné près de la surface et accéléré au dessus de 100 m.

Le bilan de quantité de mouvement montre que l'accélération du vent de surface est due à des anomalies du cisaillement de tension turbulente, les anomalies de gradient de pression ayant un rôle négligeable. En altitude (au dessus de 100 m), ces dernières deviennent cependant importantes pour expliquer les anomalies de vitesse. La faible intensité des anomalies des gradients de pression à la surface de l'océan pourraient être expliquée par un effet de compensation des anomalies de pression par les variations de la hauteur de la CLA (back-pressure effect), décrit par [Lindzen and Nigam \(1987\)](#) et renforcé par la présence d'une inversion de température dans la région ([Hashizume](#)

et al, 2002).

Près de la surface, les anomalies de la tension turbulente sont créées par des anomalies du coefficient de mélange K_M et sont proportionnelles au cisaillement de vent de grande-échelle $\|\partial_Z \vec{v}\|$. Elles sont pour moitié compensées par les anomalies de meso-échelle du cisaillement de vent.

Les anomalies de K_M sont dues à une augmentation de l'énergie cinétique turbulente au dessus des anomalies chaudes de SST, et une diminution au dessus des anomalies froides. Une analyse du bilan de TKE montre que le terme de flottabilité est responsable de ces variations, le terme dû au cisaillement de vent étant négligeable.

L'intensité de la réponse de K_M à la meso-échelle de SST est inchangée entre les mois d'hiver et d'été mais $\|\partial_Z \vec{v}\|$ est plus intense en hiver, expliquant que la réponse de l'intensité de la tension turbulente (et donc de la TV) soit plus forte à cette saison. Les variations de $\|\partial_Z \vec{v}\|$ sont forcées par le déplacement saisonnier de grande-échelle et quasi-méridien de l'anticyclone du Pacifique Sud-Est, responsable de l'intensité moyenne du vent de surface.

La sensibilité des résultats au choix de la paramétrisation de CLA a été testée en analysant également la simulation CPL1cA (CPLY dans l'article), qui utilise le schéma de CLA YSU, au lieu de MYNN. A nouveau, les anomalies de la tension turbulente sont créées par celles de K_M . Les variations de cisaillement vertical de tension turbulente sont responsables d'anomalies de l'intensité du vent près de la surface. Leur amplitude est comparable à celles de CPL16A (noté CPLY dans l'article), les anomalies de gradient de pression étant négligeables près de la surface.

La principale différence entre les deux simulations est une absence d'anomalies de cisaillement de vent dans les 100 premiers mètres de la CLA au dessus des anomalies de SST dans CPL1cA. En conséquence, les anomalies de tension turbulente sont uniquement dues aux anomalies de K_M sans être compensées par les anomalies de cisaillement de vent. Cette absence de modification du cisaillement au dessus de la meso-échelle océanique n'est pas cohérente avec les observations. Il s'agit vraisemblablement d'une limitation de la capacité des schémas non locaux, comme YSU, à représenter correctement les processus d'ajustement de la CLA aux anomalies de SST de fine échelle spatiale.

IV.2 Article publié dans Climate Dynamics

Climate Dynamics manuscript No. (will be inserted by the editor)
--

1 **Mesoscale SST - Wind Stress coupling in the Peru-Chile Current System**
2 **which mechanisms drive its seasonal variability ?**
3 **Vera Oerder · François Colas · Vincent Echevin ·**
4 **Sebastien Masson · Christophe Hourdin · Swen Jullien ·**
5 **Gurvan Madec · Florian Lemarié**
6 Received: date / Accepted: date

V. Oerder
LOCEAN-IPSL, CNRS/IRD/UPMC, UMR7159, Paris, France
Tel.: +33 (1) 44 27 27 11
E-mail: vera.oerder@locean-ipsl.upmc.fr

F. Colas
LOCEAN-IPSL, CNRS/IRD/UPMC, UMR7159, Paris, France

V. Echevin
LOCEAN-IPSL, CNRS/IRD/UPMC, UMR7159, Paris, France

S. Masson
LOCEAN-IPSL, CNRS/IRD/UPMC, UMR7159, Paris, France

C. Hourdin
LOCEAN-IPSL, CNRS/IRD/UPMC, UMR7159, Paris, France

S. Jullien
LOS, IFREMER, Plouzané, France

F. Lemarié
INRIA, Univ. Grenoble Alpes, CNRS, LJK, F-38000, Grenoble, France

G. Madec
LOCEAN-IPSL, CNRS/IRD/UPMC, UMR7159, Paris, France

Abstract Satellite observations and a high-resolution regional ocean-atmosphere coupled model are used to study the air/sea interactions at the oceanic mesoscale in the Peru-Chile upwelling current system. Coupling between mesoscale Sea Surface Temperature (SST) and Wind Stress (WS) intensity is evidenced and characterized by correlations and regression coefficients. Both the model and the observations display similar spatial and seasonal variability of the coupling characteristics that are stronger off Peru than off Northern Chile, in relation with stronger wind mean speed and steadiness. The coupling is also more intense during winter than during summer in both regions. It is shown that WS intensity anomalies due to SST anomalies are mainly forced by mixing coefficient anomalies and partially compensated by wind shear anomalies. A momentum balance analysis shows that wind speed anomalies are created by stress shear anomalies. Near-surface pressure gradient anomalies have a negligible contribution because of the back-pressure effect related to the air temperature inversion. As mixing coefficients are mainly unchanged between summer and winter, the stronger coupling in winter is due to the enhanced large-scale wind shear that enables a more efficient action of the turbulent stress perturbations. This mechanism is robust as it does not depend on the choice of planetary boundary layer parameterization.

Keywords ocean-atmosphere interactions · mesoscale SST-wind stress coupling · regional coupled modeling · Eastern Boundary Upwelling System

1 Introduction

Surface Wind Stress (WS) is one of the main forcing of the ocean dynamics. Coarse spatial resolution sea surface temperature (SST) and WS intensity fields present negative correlations (Liu et al, 1994; Xie, 2004), characteristic of an ocean driven by the atmosphere : more intense WS cools the surface water through evaporation and entrainment of subsurface water in the mixed layer. However, higher resolution fields contain mesoscale structures (~ 10 to 100 km, scales corresponding to the oceanic mesoscale) that show a contrasting behavior. SST-WS intensity correlations are positive under the effect of the ocean feedback on the atmosphere (Small et al, 2008). The atmospheric response to the SST was first observed by Sweet et al (1981) above the north wall of the Gulf Stream. A cross-front WS intensity increase was detected when passing from cold to warm waters. Further observational campaigns (Businger and Shaw, 1984; Giordani et al, 1998) in other regions also evidenced enhanced (weakened) WS intensity over warmer (colder, respectively) SST. Then, satellite data confirmed this result (Chelton et al, 2001; Bourras et al, 2004) and a proportional relationship between WS intensity and SST mesoscale anomalies has been identified (*e.g.* O'Neill et al, 2010) :

$$\|\vec{\tau}_s\|' \propto SST' \quad (1)$$

with $'$ the mesoscale anomalies, and $\vec{\tau}_s$ the WS. The spatial derivative of relation (1) leads to relations between the WS divergence (curl, respectively) and the downwind (crosswind) SST gradients. These relations and relation (1) have been verified in several regions both with observations (*e.g.* O'Neill et al, 2005; Chelton et al, 2007; Castelao, 2012; Frenger et al, 2013) and models (*e.g.* Maloney and Chelton, 2006; Bryan et al, 2010; O'Neill et al, 2010). A concurrent relation between SST laplacian and the near-surface wind speed divergence has been proposed by Minobe et al (2008), assuming the surface wind speed to be proportional to the WS. In this case, the WS divergence is proportional to the SST Laplacian (and not to the downwind SST gradient). In the present work we focus on relation (1) because it shows the strongest correlations in our region of interest. A comparison between the two types of SST-WS interactions is presented in the discussion (Sec. 5.3).

As recently underlined by Byrne et al (2015), the mechanisms leading to SST and WS intensity correlated patterns remain unclear and various processes have been proposed to explain (1). In the atmospheric Planetary Boundary Layer (PBL), the turbulent vertical mixing of momentum can be parameterized by a turbulent stress $\overrightarrow{\tau}$. WS is the boundary condition of the turbulent stress at the air/sea interface. Samelson et al (2006) relate WS to the turbulent stress vertical shear and the PBL height, defined as the height above which $\overrightarrow{\tau}$ vanishes. Under the strong assumption of an unchanged vertical stress shear, a PBL height increase above warm waters would result in a WS intensity increase. SST mesoscale anomalies could also affect the pressure in the PBL (Lindzen and Nigam, 1987, hereafter LN87), resulting in WS modifications through the momentum balance (Wai and Stage, 1989; Small et al, 2005). Finally, warm mesoscale anomalies could also enhance the mixing in the PBL. This would increase the transfer of momentum from the upper layers to the ocean surface, resulting in wind speed and stress strengthening in the lower layers (“downward mixing mechanism”; Hayes et al, 1989; Wallace et al, 1989). These mechanisms have also been shown to act together to explain the proportional relation between SST and WS intensity anomalies (O’Neill et al, 2010; Koseki and Watanabe, 2010). Byrne et al (2015) also pointed out a lack of explanation for the seasonal variability in the atmospheric response to the mesoscale SST.

Impacts of these mesoscale SST-WS interactions on the atmosphere and ocean dynamics at larger scale remain relatively unknown. In an idealized framework, Hogg et al (2009) showed that it can affect the large-scale ocean circulation and the gyres structure. Piazza et al (2015) recently showed that the mesoscale SST forcing in the Gulf Stream region have an upscaling impact on the tropospheric wind and storm tracks from the North American East Coast to the Mediterranean Sea. In Eastern Boundary Upwelling Systems (EBUS), WS can be significantly altered by the SST in offshore regions (Chelton et al, 2007) and also in coastal areas with strong thermal gradients due to the upwelling. In the California EBUS, Boe et al (2011) and Renault et al (2015) have shown that the nearshore wind shape is mainly driven by orographic effects, but the coupling with the SST, albeit weaker, can also modulate the nearshore WS structure. This WS modulation could affect in return the upwelling structure (Perlin et al, 2007; Jin et al, 2009), the associated coastal current system and also the eddy dynamics generated by its instability (*e.g.* Capet et al, 2008; Colas et al, 2012). The SST-WS

feedback could also affect the ocean mesoscale eddies characteristics, for example through Ekman pumping (*e.g.* Spall, 2007a; Gaube et al, 2015) created by WS mesoscale anomalies. In the EBUS mesoscale eddies play an important role as they can account for a substantial heat transport (Colas et al, 2012) and they also largely influence the intense biological activity (Lathuilière et al, 2010; Gruber et al, 2011; Bertrand et al, 2014).

The Peru-Chile Current System (PCS) is one of the main EBUS. Its regional dynamics has often been studied using regional ocean models forced by prescribed atmospheric fluxes (*e.g.* Penven et al, 2005; Oerder et al, 2015) neglecting the ocean feedback on the atmosphere. Recent advances in regional modeling now allow to tackle ocean/atmosphere mesoscale coupling in a realistic framework with the objective to understand its impact on the regional dynamics. The present study analyzes the characteristics of the SST feedback on the WS in the PCS. It also aims at understanding the mechanisms of the WS intensity response to SST in order to explain its seasonal variations. Putrasahan et al (2013) used an ocean/atmosphere coupled model to study the PCS dynamics. They concluded to a weak mesoscale air-sea coupling. However our study shows contrasting results.

In the present work, we use satellite observations and a high-resolution coupled model. Details about the model and observations are provided in section 2, along with a description of the methodology and the diagnostics. Section 3 evaluates the model realism by comparing observed and simulated fields, including the SST-WS coupling characteristics and their spatial and seasonal variations. The WS intensity dynamical response to the SST mesoscale field is analyzed in section 4. We evidenced two concurrent effects affecting the WS : one related to the Turbulent Kinetic Energy (TKE) modifications, and another one due to wind shear anomalies. The origin of these wind anomalies is studied through a momentum balance analysis. Results are discussed in section 5 before concluding in section 6.

2 Methodology

2.1 Observational dataset

Satellite observations are used to characterize the SST-WS coupling and to evaluate the realism of the model solution. WS data are from the QSCAT scatterometer (Dunbar et al, 2006). We use the daily product gridded

at 50 km for the period 2000-2009 processed by the Centre ERS d'Archivage et de Traitement (CERSAT, 2002). The Microwave Optimally Interpolated (MW OI) SST is a merged product from different satellite data, processed by Remote Sensing System and available at www.remss.com. It provides daily data at 0.25 ° resolution. We use data for the 2000-2009 period. To evaluate the model solution heat fluxes and cloud cover, we use the short-wave ocean surface radiation from the International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP, Schiffer and Rossow, 1983; Zhang et al, 2004) for the year 2007. Its spatial resolution is 2.5 °. Data are available through the OAFlux project (<http://oafux.whoi.edu>). Rawinsonde data from the VOCALS-REx campaign (VAMOS Ocean-Cloud-Atmosphere-Land Study Regional Experiment; Wood et al, 2011) provide wind velocity and air temperature observations in the PBL along a 20 °S zonal section for the time period between October 28th, 2008 and November 3rd, 2008.

2.2 Regional Ocean-Atmosphere Coupled Model

2.2.1 Atmospheric model

The atmospheric component is the Weather Research and Forecasting (WRF) model using the ARW (Advanced Research WRF) solver (Skamarock and Klemp, 2008) in its 3.6 version. WRF is a regional model solving the fully compressible non-hydrostatic Euler equations on a C-grid with terrain-following mass vertical coordinate. The atmospheric grid has 60 vertical sigma levels with the top of the atmosphere located at 50 hPa. We increase the WRF default vertical resolution defining 21 levels in the first ~1000 m. The horizontal resolution is 1/12 °. Time step is 20 s. A third order Runge-Kutta time-integration scheme and a 5th-order upwind-biased advection scheme in space are used.

WRF allows for the testing of a large range of parameterizations. Our configuration uses Goddard short-wave flux scheme (Chou and Suarez, 1994), the longwave Rapid Radiative Transfer Model (RRTM; Mlawer et al, 1997) and the “WSM6” microphysics scheme (Hong and Lim, 2006). Cumulus are parameterized by the Betts-Miller-Janjic scheme (Janjic, 1994). We use the unified NOAH land surface model with the surface layer scheme from the fifth-generation Mesoscale Model (MM5, Chen and Dudhia, 2001). To represent the PBL physics, the

Mellor-Yamada-Nakanishi-Niino (MYNN) 2.5 level (Nakanishi and Niino, 2009) scheme is selected, associated with its corresponding MYNN surface scheme. In our region, this PBL parameterization produces the most realistic simulation (see Sec. 3). As Perlin et al (2014) showed that the SST-WS coupling intensity is sensitive to the WRF PBL scheme, we also perform a simulation using the Yonsei University (YSU, Hong et al, 2006) PBL scheme and the MM5 surface layer parameterization (Paulson, 1970). We choose YSU for two reasons. First, we tested several PBL schemes and YSU gives the second most realistic simulation (after MYNN), both for regional climate mean state and coupling characteristics (see Sec. 4.3). Second, MYNN and YSU derive from two different momentum turbulent mixing theories. In MYNN, momentum mixing is parameterized by a Reynolds turbulent stress $\vec{\tau}$ at the layers interface, proportional to $\partial_z \vec{v}$, the vertical shear of horizontal velocity (all wind speed and velocities presented in this article referred to the horizontal wind) :

$$\vec{\tau} = \rho K_M \partial_z \vec{v} \quad (2)$$

with ρ the air density, K_M , the momentum vertical diffusion coefficient. In YSU, other terms are included to represent the contribution of large-scale eddies to the total flux (Hong and Pan, 1996) and the entrainment flux (Hong et al, 2006). In MYNN, K_M is locally computed on each grid point using a TKE budget (that includes air/sea turbulent fluxes). This differs from YSU where the vertical profile of K_M is determined at each horizontal grid point using the PBL height and the air/sea turbulent fluxes. A more detailed comparison between these two momentum turbulent mixing parameterizations can be found in Perlin et al (2014).

Initial and open boundary conditions are extracted from ERA-interim reanalysis (Dee et al, 2011) 6 hours averages with an horizontal resolution of $\sim 3/4^\circ$. We consider a 1-day spinup period for the coupled simulations as the focus here is on PBL structures adjusting quickly to the oceanic mesoscale.

2.2.2 Oceanic model

The ocean component is the Nucleus for European Modeling of the Ocean (NEMO, Madec, 2008) model in its version 3.4. NEMO is a primitive equations ocean model that has been run in several regional configurations (*e.g.* Resplandy et al, 2011; Jouanno and Sheinbaum, 2013; Benshila et al, 2014). The ocean vertical grid has

75 z-levels, with 25 levels above 100m. The vertical resolution ranges from 1 m at the surface to 200 m at the bottom where a partial step representation of the topography (Adcroft et al, 1997) is used. The time step is 400 S.

Horizontal tracer and momentum advection is treated with an upstream-biased (UBS) third order scheme (Farrow and Stevens, 1995; Webb et al, 1998). The vertical tracer flux is evaluated using a total variance dissipation scheme (Lévy et al, 2001) and the momentum vertical advection is a simple 2nd order centered scheme. As the UBS scheme already includes an intrinsic diffusion, we are not using any explicit horizontal diffusion/viscosity in these simulations. The vertical mixing is parameterized using an improved version of Turbulent Kinetic Energy, closure scheme (Blanke and Delecluse, 1993; Madec, 2008).

Lateral boundary conditions are 5-day averages for temperature, salinity and velocity coming from simulations performed in the Drakkar project (global oceanic simulation ORCA025-B83 performed with NEMO at 0.25 ° horizontal resolution and 46 vertical levels; Dussin et al, 2009). A non-coupled spin-up was performed using an oceanic 1/12 ° regional simulation forced by ERAinterim over the 1990-2006 period. Oceanic states of December 31, 2004 (for the simulation starting in 2005) and 2006 (for simulations starting in 2007) are used as initial conditions.

2.2.3 Ocean-atmosphere coupling and simulations

WRF and NEMO are coupled through the Ocean Atmosphere Sea Ice Sol (OASIS3-MCT, Valcke et al, 2013) coupler, as done by Samson et al (2014). Coupling frequency is 1 h⁻¹. The same horizontal resolution (1/12 °) and the same horizontal grid ([10 °N - 30 °S] and [100 °W - 60 °W]) are used for NEMO and WRF. There is no restoring of any kind in the atmosphere or in the ocean. Fig. 1 presents a scheme of the vertical levels distribution in the coupled model. Ocean velocity in the surface layer is named \vec{v}_1^o . In the atmosphere, z_N is the height of level N, where wind velocities \vec{v}_N and the air density $\rho(z_N)$ are defined. The height of the first atmospheric level is $z_1 = 10$ m. The turbulent stress $\vec{\tau}_N$ is defined at the top of layer N.

The air/sea stress conditions (*i.e.* WS) are computed in surface layer parameterization of WRF. Both MYNN and MM5 schemes are based on the Monin-Obukov similarity theory (Monin and Obukhov, 1954). WS is

expressed by :

$$\vec{\tau}_s = \rho(z_1) u^{*2} \frac{\vec{v}_1}{\|\vec{v}_1\|} \quad (3)$$

$$u^* = \frac{k_0 \|\vec{v}_1\|}{\ln(\frac{z_1}{z_0}) - \psi(\frac{z_1}{L})} \quad (4)$$

with k_0 the Von Karman constant, z_0 the roughness length. ψ , the stability function, depends on the chosen scheme and L , the Monin-Obukov length. However, at the air-sea interface, the WS actually depends on the surface wind velocity relative to the surface ocean current (Dawe and Thompson, 2006; Song et al, 2006). This impacts the WS mesoscale structure (Chelton et al, 2004). In order to take this effect into account, the stress conditions at air-sea interface are modified : equations (3) and (4) are computed using $\vec{v}_1 - \vec{v}_1^o$ instead of \vec{v}_1 (Lemarié, 2015). This requires modifications in several WRF routines that are now available in the latest model releases (from version 3.6).

Two simulations using different PBL schemes are performed: a 4-year simulation (for the period 2005-2008) using the MYNN PBL scheme named CPLM and a 1-year simulation (for the year 2007) with the YSU PBL scheme named CPLY (see Sec. 3.3.1).

2.3 SST and WS fields processing

2.3.1 Fields regridding

Observed and simulated WS and SST fields have different spatial resolutions. For an accurate comparison, the fields are regridded on the same 0.5° grid (for each QSCAT data point, the model field is averaged over the surrounding 0.5° square box). We refer to these fields as CPLM50 and CPLY50. To study the coupling characteristics in the observations, the 0.25° MW OI SST is also regridded on the 0.5° QSCAT grid. Finally, to directly compare the simulated and MW OI SST, we also regrid the model field on the 0.25° MW OI grid. We refer to these fields as CPLM25 and CPLY25 SST.

2.3.2 Preprocessing for SST-WS coupling analysis

In the coastal region, orographic effects create WS mesoscale anomalies more intense than the SST-induced ones (Boe et al, 2011; Renault et al, 2015). Desbiolles et al (2014) showed that in EBUS a nearshore strip of at least 100 km should be removed to properly study the SST influence on WS mesoscale anomalies. Here, we discard the first 150 km nearshore from the coupling characteristics analysis.

To isolate the mesoscale structures, SST and WS intensity daily fields are smoothed using a Gaussian spatial filter with a standard deviation of 150 km. Mesoscale anomalies of a field ϕ (SST or $\|\vec{\tau}_s\|$) are defined as $\phi' = \phi - \bar{\phi}$, with $\bar{\phi}$ the smoothed field. In the following, we simply refer to ϕ' as anomalies and large-scale field refers to the smoothed field $\bar{\phi}$. Figure 2 represents CPLM SST and WS intensity anomalies for July 2007. The filtering efficiently removes the large scale patterns and reveals correlated structures between the two fields, consistently with relation (1).

2.3.3 SST-WS coupling characteristics

Relation (1) between SST and WS intensity anomalies is evaluated and characterized during (late) austral summer and winter. Following Chelton et al (2007), we use 29-day averaged periods (to remove weather synoptic variability) overlapping with 7-day intervals. For summer (winter) 13 periods from January to April (July-October, respectively) are selected. The WS intensity is computed using WS daily mean intensity averaged over 29-day periods

A scatterplot of WS intensity anomalies as a function of SST anomalies is generated using all points of the 13 maps. The scatterplot correlation R indicates the strength of the linear relationship. Correlations are significant within a 95 % confidence level. They are presented in section 3.3.1 (see Table 1).

As in previous studies (*e.g.* Chelton et al, 2001; Desbiolles et al, 2014; Perlin et al, 2014), the SST axis is divided into 0.1 °C intervals and the WS intensity anomaly means and standard deviations are computed for each SST interval. A “binned” scatterplot is generated using these means and standard deviations. Intervals containing less than 1 % of the points are discarded. An example can be found on Figure 7 in Section 3.3.1.

We compute the binned scatterplot slope, *i.e.* the Regression Coefficient (RC) associated to relation (1). RC represents the intensity of the WS response to a given SST anomaly. In the following we describe the coupling characteristics R and RC in the PCS.

2.4 Composite of vertical profiles

To study the PBL response to the SST anomalies we compute composites of vertical profiles of air temperature and wind speed anomalies above warm ($SST' > 0.1\text{ }^{\circ}C$) and cold ($SST' < -0.1\text{ }^{\circ}C$) SST anomalies (Sec. 4.1.2 and 5.2). Wind speed increases with height, reaching its maximum Z_{max} at a few 100-m height. Z_{max} varies spatially over the domain. To obtain composite profiles, the vertical axis is rescaled for each profile so that $Z_{max} = Z_{max}^{mean}$, with Z_{max}^{mean} the height of the maximum of the wind speed mean profile (spatial mean over the domain). The same methodology is applied to air temperature using the inversion height (Sec. 5.2).

3 Model realism and mesoscale coupling description

3.1 Mean state

The realism of our reference simulation (CPLM) is first evaluated by comparing annual means of the WS and SST fields (Fig. 3). A realistic mean state is important to study the mesoscale coupling as it affects the intensity of the WS response to SST anomalies (see O'Neill et al, 2012, and Sec. 3.3.2 and 4.2). Figure 3 shows that the regional patterns are reproduced by the model. South of the equator, the wind blows north-westward with a stronger intensity near the Chile coast at $30\text{ }^{\circ}S$ and between $6\text{ }^{\circ}S$ and $24\text{ }^{\circ}S$ offshore. Near the coast, the wind is alongshore and its intensity decreases shoreward. This decrease appears to be slightly overestimated by the model in some regions (*e.g.* the $[7^{\circ}S - 13^{\circ}S]$ coastal segment) when compared to QSCAT data. The SST field presents a cold tongue along the Peru-Chile coast, characteristic of a wind-driven coastal upwelling. Simulated SST are colder ($\sim 1\text{ }^{\circ}C$) than the satellite observations close to the coast. Note that the 25 km MW IO SST misses part of the upwelling structure in the very nearshore. So, within a coastal strip, the SST has been extrapolated from offshore and the actual SST is expected to be colder in the central Peru coastal region.

South of the equator, spatial correlations between observed and simulated fields are 0.97 for WS intensity and 0.95 for SST. Along the equator, CPLM underestimates the cold tongue extension and presents a 2 °C warm bias, associated to an overestimated WS intensity (0.008 N m^{-2} bias). In the northern part of the domain the model solution is less realistic: WS intensity is $\sim 0.02 \text{ N m}^{-2}$ too weak and the SST is up to 2 °C too warm. This is because the atmospheric model parameterizations, chosen to realistically reproduce the PCS climate, are certainly less adequate for the trade winds convergence zone and intense deep convection areas.

Common biases when modeling the lower atmosphere in EBUS are an unrealistic downward short-wave flux above the ocean (Ma et al, 1996; Davey et al, 2002; Meehl et al, 2005) and an underestimation of the low cloud cover (*e.g.* Wyant et al, 2010; De Szoeke et al, 2012). In coupled models, this can lead to a large SST bias (De Szoeke et al, 2010). CPLM flux is compared to ISCCP data in Fig. 4. It shows a large pattern of low short-wave ($\sim 175 \text{ W m}^{-2}$) off the Peru-Chile coast from 12 °S to 30 °S that can be due to the presence of low clouds. West of 90 °W, the short-wave flux is higher. North of the equator, the observed low short-wave strip along 6 °N and the minimum in the Panama Bight region are poorly simulated. This may explain the warm SST bias in this area (Fig. 3).

The large-scale wind vertical structure has a big impact on the atmospheric response to SST mesoscale patterns (see Sec. 4.1). Zonal sections at 20 °S of the wind velocities are shown on Fig. 5. The simulated wind presents similar structures than the VOCALS-REx observations. Near the surface, the meridional wind flows northward with a maximum jet at $\sim 900 \text{ hPa}$ and its intensity decreases nearshore (Fig. 5a and b). This decrease is somewhat underestimated by the model, contrarily to what is seen on Fig. 3. This difference may be attributed to the fact that the comparisons in Figs. 3 and 5 use different datasets (QSCAT and in situ rawinsonde data) over different periods (annual mean and several days average). At height, a southward meridional velocity is associated to the poleward branch of the Hadley cell. The height of the wind reversal is $\sim 500 \text{ hPa}$ at 85 °W both in model and observations and it decreases toward the shore (at 72 °W) reaching $\sim 980 \text{ hPa}$ in observations and $\sim 940 \text{ hPa}$ in the model. Near the surface, the zonal wind (Fig. 5c and d) flows westward and decreases nearshore. At height, it flows eastward and the reversal height decreases from 700 hPa at 85 °W to $\sim 950 \text{ hPa}$ at 72 °W. These patterns are captured in the model solution.

3.2 Mesoscale activity

Statistics of the mesoscale fields are examined for simulated and observed WS intensity and SST. Anomalies, as defined in Sec. 2.3.2, are computed for each monthly field of CPLM25 SST, CPLM50 WS intensity and observations for the year 2007.

Both the probability density function (PDF) and the monthly-mean absolute values show that SST anomalies have more extreme values in the model solution than in observations (Fig. 6a, b). CPLM25 captures well the seasonal cycle of the mean SST anomaly with enhanced (reduced) anomalies in autumn (summer, respectively). Similar results are obtained for WS intensity anomalies (Fig. 6c, d): CPLM50 wind anomalies are more intense than in observations but have the same seasonal variability. Note that having stronger WS intensity and SST anomalies is consistent with relation (1), assuming realistic coupling characteristics (Sec. 3.3). Interestingly, WS intensity and SST anomalies seasonal cycles are not in phase (maximum in winter for WS intensity and in fall for SST). This indicates that coupling characteristics R and RC vary in time (Sec. 3.3).

3.3 SST-WS mesoscale coupling

3.3.1 Comparison between model and observations

WS intensity and SST fields from CPLM, CPLM50 and observations are processed as described in Sec. 2.3 to examine the mesoscale coupling characteristics. Binned scatterplots for austral winter in the Peru region (from 9 °S to 18 °S and from 95 °W to 150 km offshore; red box in Fig. 2) are shown on Fig. 7. All panels exhibit a clear linear relationship between SST and WS intensity anomalies. R and RC between WS intensity and SST are larger (~ 50 % for RC) in the model ($R=0.77$) than in the observations ($R = 0.59$). The model overestimates both the intensity of the SST anomalies (Sec. 3.2) and RC . This may be why the part of the total WS intensity variance explained by relation (1), *i.e.* R^2 , is larger in the model than in the observations. Note that the regridding does not affect much the WS intensity dependence to the SST, as R and RC are not very different for CPLM and CPLM50.

The same diagnostics are computed for the summer season and for the southern part of our domain (“Chile” region, from 18 °S to 27°S and from 150 km offshore to 95 °W; Fig. 2). Results are presented in Table 1. CPLM and CPLM50 values are always close. Again, R is smaller in observations than in the model, except off Chile in summer. RC values are higher in the model than in the observations in winter ($\sim 50\%$ and 25% larger for Peru and Chile, respectively) while they are very close in summer¹. The simulation and the observations share similar spatial and temporal variability. First, the coupling characteristics are weaker in summer than in winter. This seasonal cycle is also observed for the entire QSCAT period (2000-2009) and in the 4 years (2005-2008) of CPLM (not shown). Second, R and RC are larger off Peru than off Chile.

As evidenced by Chelton et al (2001), spatial derivatives of (1) lead to :

$$\text{div}(\vec{\tau}_s') \propto \text{grad}_{dw}(SST') \quad (5)$$

$$\text{curl}(\vec{\tau}_s') \propto \text{grad}_{cw}(SST') \quad (6)$$

with $\text{curl}(\vec{\tau}_s') = \vec{\nabla} \wedge \vec{\tau}_s' \cdot \vec{k}$, the vertical component of the stress curl, \vec{k} being the vertical unit vector. $\text{grad}_{dw}(SST')$ and $\text{grad}_{cw}(SST')$ are the downwind and crosswind projections of the gradient, respectively : $\text{grad}_{dw}(SST') = \|\vec{\text{grad}}(SST')\|\cos(\theta)$ and $\text{grad}_{cw}(SST') = \|\vec{\text{grad}}(SST')\|\sin(\theta)$, θ being the counterclockwise angle from $\vec{\text{grad}}(SST')$ to $\vec{\tau}_s'$. We have examined these relations and results are summarized in Tables 2 and 3. As for relation (1), R values are overestimated in the model. Observed and simulated RC are very close in summer while in winter the simulated RC is $\sim 30\%$ too large. The spatial and seasonal variability are similar in the model and in observations: R and RC are stronger in winter than in summer and slightly higher off Peru than off Chile, except for relation (6) in summer.

In contrast with our results, Putrasahan et al (2013) obtained stronger coupling characteristics in summer than in winter. However, they used a different methodology in the computation of the binned scatterplot. They included bins with extreme SST gradients that contains very few points. This might give an important weight to extreme SST values and might influence RC values. Moreover, they computed the correlations from the binned

¹ Perlin et al (2014) tested several PBL schemes using the 3.3 version of WRF. They obtained a large overestimation of RC with MYNN, inconsistent with our results. Improvements in this parameterization between version 3.3 and 3.6 reduces RC (not shown).

scatterplots while we did it directly on the SST and WS intensity fields before binning (correlations of our binned scatterplot are always higher than 0.98).

3.3.2 Spatial variations of the coupling characteristics

To further investigate the spatial variations of the coupling characteristics, we take advantage of the high resolution of CPLM to map R and RC for relation (1). Every 12 points of the horizontal grid, we estimate the coupling diagnostics using all points included in a 450 km-large square (moving) box centered on this grid point.

Only RC values for winter are shown in Fig. 8 (the R map presents similar patterns). The RC map presents a large area off Peru with values $\sim 1.5 \cdot 10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$. Off Chile, RC values are $\sim 1.3 \cdot 10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ nearshore while they are much smaller ($< 0.8 \cdot 10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$) offshore. Near the coast, the northern and southern regions are separated by a minimum ($\sim 0.4 \cdot 10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$) around 20°S .

Several factors are possibly affecting the coupling characteristics. Chelton et al (2007) and Castelao (2012) showed evidence that the air-sea mesoscale coupling is more efficient under steady wind conditions. The surface wind steadiness (St) is defined as

$$St = \frac{\|\langle \vec{v}_1 \rangle\|}{\langle \|\vec{v}_1\| \rangle} \quad (7)$$

with $\langle \rangle$ the temporal averaging. St is close to 1 when the wind is steady, and decreases when the wind often changes direction. Winter St is represented on Figure 8. Off Chile, low RC values correspond to the region with lower (< 0.9) steadiness. However, the steadiness spatial distribution does not explain the low RC north of 9°S and nearshore around 20°S . O'Neill et al (2012) showed that RC also depends on the large-scale wind intensity. The large RC values off Peru corresponds to the strongest wind area ($> 8 \text{ m s}^{-1}$) while the nearshore Chile region south of 20°S has a 7.5 m s^{-1} wind intensity and intermediate RC values. Finally, the nearshore region near 20°S and the smallest RC region off Chile correspond to the weakest wind ($< 7 \text{ m s}^{-1}$).

4 Mechanisms behind the coupling and its seasonal cycle

To investigate the coupling mechanisms, we now focus on the Peru region, which presents relatively homogeneous coupling characteristics. We first study the PBL response to the SST anomalies during winter (July 2007) as the coupling intensity is stronger during this season.

4.1 Mechanisms driving the SST feedback on the WS

WS intensity anomalies are approximated by turbulent stress intensity anomalies τ'_1 at the top of the first atmospheric model layer (*i.e.* 20 m in our configuration)² both fields are highly correlated (>0.99) and are related by $\tau'_s = \alpha \tau'_1$ with $\alpha = 0.95$. The turbulent stress $\overrightarrow{\tau}_1$ is proportional to K_M and the wind velocity vertical shear (equation (2)). Figure 9 presents vertical profiles of the mixing coefficient K_M and wind speed. K_M increases with height, reaching its maximum at 300 m. It decreases above and vanishes around 1000 m. Warm (cold) anomalies are associated with enhanced (reduced, respectively) turbulent mixing. Large-scale wind speed profiles presents a positive vertical shear (Fig. 9b). This is a necessary condition to the momentum transfer from upper layers to lower layers by the so-called downward mixing mechanism (*e.g.* Hayes et al, 1989; Wallace et al, 1989). The composite of the wind speed anomalies above warm SST anomalies (Fig. 9c) exhibits an enhanced wind speed in the lower part of the PBL while the wind speed is reduced in the upper part of the PBL. These wind speed anomalies led to a decreased wind speed vertical shear. The symmetrical situation occurs above cold SST anomalies. Features evidenced in Fig. 9 are consistent with the observations from Hashizume et al (2002) in the EEP.

4.1.1 Decomposition of the WS anomalies

Larger (smaller) K_M over warm (cold, respectively) waters tends to increase (decrease) the turbulent stress $\overrightarrow{\tau}$ according to equation (2). Conversely, a weaker (stronger) wind shear tends to decrease (increase) it. Thus,

² The WS $\overrightarrow{\tau}_s$ being the turbulent stress $\overrightarrow{\tau}$ condition at the air-sea interface, the intensity of

these two effects can compensate each other. To investigate this, $\vec{\tau}$ is decomposed as follows :

$$\vec{\tau} = \rho K_M \partial_z \vec{v} = \underbrace{\rho K_M \overline{\partial_z \vec{v}}}_{\vec{\tau}_a} + \underbrace{\rho K_M \partial_z \vec{v}'}_{\vec{\tau}_b} \quad (8)$$

$\vec{\tau}$ denotes the large-scale field (a Gaussian filter is applied as described in section 2.3.2) and $'$ denotes the mesoscale anomalies. A similar decomposition for the turbulent stress shear was introduced by Koseki and Watanabe (2010). Our decomposition separates the stress proportional to the wind shear anomalies $\vec{\tau}_b$ from $\vec{\tau}_a$ (which does not depend on $\partial_z \vec{v}'$). In the following, we focus on the stress anomalies, so equation (8) was filtered (see section 2.3.2) to isolate mesoscale fields : $\vec{\tau}' = \vec{\tau}_a' + \vec{\tau}_b'$. Note that : $\vec{\tau}_a' = (\rho K_M \overline{\partial_z \vec{v}})' = (\rho \overline{K_M} \overline{\partial_z \vec{v}} + \rho K_M' \overline{\partial_z \vec{v}})' = \rho K_M' \overline{\partial_z \vec{v}}'$. The mesoscale anomalies $\vec{\tau}_a'$ are entirely created by the mixing coefficient anomalies.

In the MYNN formulation, the mixing coefficient is parameterized using a TKE formulation. The positive (negative) anomalies of K_M above warm (cold) SST anomalies shown in Fig. 9a are due to positive (negative) TKE anomalies (not shown). A TKE budget examination indicates that TKE anomalies are caused at the first order by the temperature turbulent flux (the buoyancy production term) anomalies with a negligible contribution of the wind shear term (not shown). This confirms that equation (8) adequately separates the turbulent stress independant from the wind shear ($\vec{\tau}_a$) from the stress proportional to the wind shear anomalies ($\vec{\tau}_b$). SST anomalies create air temperature anomalies and drive TKE anomalies (K_M') through atmospheric stability modifications. It leads to turbulent stress anomalies $\vec{\tau}_a'$. This modifies the momentum balance (Sec. 4.1.2) and generates wind shear anomalies that in return affect the turbulent stress $\vec{\tau}_b'$ (but not TKE or K_M).

As the turbulent stress anomalies are mainly downwind (not shown), (8) gives $\tau_1' \approx \tau_a' + \tau_b'$, with τ_1' , τ_a' and τ_b' the norms of $\vec{\tau}_1'$, $\vec{\tau}_a'$ and $\vec{\tau}_b'$, respectively. Note that this also means that $\|\partial_z \vec{v}'\| \approx (\partial_z \vec{v}') \cdot \frac{\vec{v}'}{V} \approx \partial_z V$. Figure 10 presents the three terms (at 20 m height). τ_1' and SST anomalies are highly correlated (R=0.71), with a RC of $0.7 \cdot 10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$. The SST anomalies create K_M anomalies that induce a positively correlated τ_a' pattern (with RC $\approx 2.0 \cdot 10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$). Wind shear anomalies generated by such mixing induce instead a τ_b' pattern with opposite sign that partly compensates τ_a' (with RC $\approx -1.3 \cdot 10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$).

4.1.2 What drives wind speed vertical shear anomalies ?

We now investigate the mechanisms generating near-surface wind shear anomalies. In particular, we examine whether the wind speed is modified because of pressure or turbulent stress perturbations. To this aim, we first investigate why the near-surface wind speed is faster (slower) above warm (cold, respectively) water and why wind anomalies change with height (see Fig. 9c).

The wind velocity variations are driven by the momentum balance :

$$\partial_t \vec{v} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = \partial_z \left(\frac{\vec{\tau}}{\rho} \right) - f \vec{k} \wedge \vec{v} - \frac{1}{\rho} \vec{\text{grad}} P \quad (9)$$

with f the Coriolis parameter and P the pressure. The term $\partial_t \vec{v} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \vec{v}$ represents the Lagrangian acceleration of an air parcel. $\partial_z \left(\frac{\vec{\tau}}{\rho} \right)$ represents the tendency due to the turbulent vertical mixing of momentum. $-f \vec{k} \wedge \vec{v}$ is the Coriolis force and $-\frac{1}{\rho} \vec{\text{grad}} P$ the pressure gradient. Following O'Neill et al (2010), (9) can be written using natural coordinates. Here we only focus on the downwind momentum budget:

$$V \text{grad}_{dw}(V) = \frac{\vec{v}}{V} \cdot \partial_z \left(\frac{\vec{\tau}}{\rho} \right) - \frac{1}{\rho} \text{grad}_{dw}(P) \quad (10)$$

with $V = \|\vec{v}\|$ and considering that $\frac{\vec{v}}{V} \cdot (\partial_t \vec{v}) \ll V \text{grad}_{dw}(V)$. (10) describes the driving of the Lagrangian acceleration following a streamline $\partial_t V + V \text{grad}_{dw}(V)$, that can be approximated by $V \text{grad}_{dw}(V)$ as $\partial_t V \ll V \text{grad}_{dw}(V)$ (not shown).

Time averaging of equation (10) terms for July 2007 (see Appendix) are computed and spatially filtered to analyze mesoscale anomalies. Near the surface, downwind wind speed gradient are colocated with downwind SST gradients (not shown) : air parcels are decelerated (accelerated) when flowing from warm to cold (cold to warm, respectively) waters, which is consistent with the surface wind anomalies shown in Fig. 9c. Hence, the acceleration vertical shear $\partial_z(V \text{grad}_{dw}(V))$ above the frontal regions is responsible for the wind speed shear anomalies above SST anomalies. In the following we analyze the mechanisms responsible for wind speed

mesoscale anomalies using (10) and its vertically derived expression :

$$\partial_z(V \text{grad}_{dw}(V)) = \partial_z\left(\frac{\vec{v}}{V} \cdot \partial_z\left(\frac{\vec{\tau}}{\rho}\right)\right) - \partial_z\left(\frac{1}{\rho} \text{grad}_{dw}(P)\right) \quad (11)$$

We compute composites of the different terms above the regions of positive ($\text{grad}_{dw}SST' > 2 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C m}^{-1}$ for cold to warm transition) and negative ($\text{grad}_{dw}SST' < -2 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C m}^{-1}$ for warm to cold transition) downwind SST gradient anomalies. Vertical profiles of the anomalies of the terms in (10) are represented on Fig. 11. Momentum is redistributed in the PBL as the air parcels flowing from warm to cold waters are decelerated below 100 m and accelerated above (Fig. 11a). The deceleration is strongest near the surface (Fig. 11a), creating a strong near-surface wind shear. Below 100 m, the vertical mixing term largely dominates over pressure (Fig. 11a). Thus, the deceleration and its vertical shear (Fig. 11b) in the lower layers are mainly due to the effect of turbulent stress shear perturbations, while acceleration of the wind above 100 m is driven by the pressure gradient. The pressure gradient role is further discussed in section 5.2.

The cold to warm composites (Fig. 11c) present a symmetrical situation : lower layers (below 200 m) are accelerated while upper layers are decelerated. Near the surface, the pressure gradient is stronger than in the warm to cold case. However, the turbulent stress shear remains the main forcing of the acceleration, while above 50 m, the pressure effect becomes important (Fig. 11c).

In conclusion, in both cases, below ~ 100 m, the wind shear anomalies are driven by the turbulent stress perturbations, while the effect of the pressure gradient is an order of magnitude weaker. Previous studies have also examined the momentum budget over SST fronts. Consistency between our results and theirs are further discussed in Sec. 5.2.

4.2 Seasonal variations of the SST feedback on WS

4.2.1 Origin of the seasonal variations

We now use the stress decomposition (Sec. 4.1.1) to explain the seasonal variation of the coupling strength (Table 1). Table 4 presents the RC between SST anomalies and τ'_1 , τ'_a and τ'_b during winter (July) and summer

(January). Both τ'_a and τ'_b responses are increased by $\sim 60\%$ from summer to winter and so is the total coupling strength (RC between SST' and τ'_1). Figure 12 helps to understand whether τ'_a and τ'_b seasonal variation can be attributed to mixing coefficient and/or wind shear variations.

The binned scatterplot of K'_M with respect to SST' (Fig. 12a) shows that RC changes little between winter and summer (1.24 and $1.45 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, respectively, *i.e.* a 14% increase). Thus, the stronger τ'_a response in winter is related to the large-scale wind shear seasonal variation (the intensity of $\overline{\partial_z \vec{v}}$ at 20 m is $\sim 1.1 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ in winter and $\sim 0.7 \cdot 10^{-2}$ in summer, *i.e.* a 60% decrease).

The binned scatterplot of $\|\partial_z \vec{v}'\|$ (Fig. 12b) shows that SST anomalies create wind velocity shear anomalies $\sim 60\%$ stronger in winter than in summer while the mixing coefficient spatial average changes little (5.9 and $5.7 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in winter and summer, respectively). Thus, the larger τ'_b response in winter is mainly driven by enhanced wind velocity shear anomalies.

Both τ'_a and τ'_2 seasonal changes are attributed to changes in the intensity of the wind velocity shear (large-scale and anomalies, respectively) with similar relative amplitudes. Note that the stronger large-scale wind velocity shear leads to stronger wind velocity shear anomalies, as given by the momentum balance through stronger stress shear anomalies and wind acceleration (not shown). Overall, this implies that the large-scale wind shear seasonal variation is responsible for the seasonal variation of the WS response to SST anomalies.

4.2.2 Large-scale wind shear

We here investigate the origin of the large-scale wind velocity shear seasonal variation. The WS is the boundary condition of the turbulent stress at the air/sea interface and its intensity is proportional to the square of the surface wind speed (V_s^2). Thus, using (2) we obtain

$$V_s^2 \propto \tau_s \sim \|\rho K_M \partial_z \vec{v}\| \quad (12)$$

The horizontal smoothing of (12) leads to $\overline{V_s^2} \propto \|\rho \overline{K'_M \partial_z \vec{v}'} + \rho \overline{K_M \partial_z \vec{v}}\|$, with $\overline{K'_M \partial_z \vec{v}'} \ll \overline{K_M \partial_z \vec{v}}$. As $\overline{K_M}$ presents weak seasonal variation (see Sec. 4.2.1) we can approximate $\overline{V_s^2} \propto \|\overline{\partial_z \vec{v}}\|$.

The validity of this relation is shown on Fig. 13a. Monthly means of $\overline{V_s^2}$ and the wind velocity shear intensity $\|\overline{\partial_z \vec{v}}\|$ (computed at 20 m, between the first two model levels) are strongly correlated ($R=0.97$). Thus, the enhanced large scale velocity vertical shear in winter is associated to the surface wind speed strengthening. The surface wind winter intensification is a well-known characteristic of the PCS (Fig. 13b) caused by the equatorward seasonal migration of the South Pacific anticyclone (*e.g.* Strub et al, 1998). These large-scale wind conditions lead to more efficient momentum vertical mixing during winter in the PCS.

4.3 Sensitivity to the PBL parameterization

To test the sensitivity of the results to the PBL parameterization, a second simulation (CPLY) was performed using the YSU PBL scheme (see Sec. 2.2.1). The realism of the large-scale fields is somewhat altered in CPLY compared to CPLM (not shown). In particular, an overestimated short-wave surface flux results in a warm mean bias over the Peru-Chile region (> 0.5 °C; not shown) that was not present in CPLM. The mean WS remains quite realistic in CPLY. Table 1 presents the seasonal coupling characteristics in CPLY. As in CPLM, R and RC are slightly overestimated with respect to observed values, while regional and seasonal variations are realistic.

Figure 9 presents mixing coefficient and wind speed anomalies for CPLM and CPLY. K_M values are weaker in CPLY than in CPLM (Fig. 9a) as also shown by Perlin et al (2014) and the large-scale wind speed shear is stronger in CPLY (Fig. 9b). Warm (cold) anomalies are associated with enhanced (reduced, respectively) mixing coefficient (Fig. 9a) and positive (negative) surface wind speed anomalies with similar intensities in both simulations (Fig. 9c). However, in the first 100 m, the wind speed vertical shear anomalies are much weaker in CPLY. The downwind momentum balance in CPLY shows that the surface acceleration is mainly due to the turbulent mixing with a negligible contribution of the pressure gradient (not shown). It also shows a weaker turbulent mixing vertical shear in CPLY than in CPLM which explains the weaker wind speed vertical shear anomalies.

In CPLY, the turbulent stress formulation includes additional terms to equation (2) (see section 2.2.1). However the anomalies of those terms are negligible (not shown), so the same turbulent stress decomposition as in CPLM (Sec. 4.1.1) can be applied. Values are given in Table 4 for the winter season. RC for τ'_1 is reduced in

CPLY. Nevertheless, the weaker wind shear anomalies in CPLY create a much weaker compensation by τ'_2 than in CPLM. Overall, the total stress anomalies have a comparable magnitude in the two simulations.

Furthermore, as in CPLM, the response of K_M to SST anomalies is unchanged in CPLY between summer and winter (RC ~ 0.33 and $0.36 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, respectively). The enhanced large-scale wind shear between summer and winter ($\|\overline{\partial_z \vec{v}}\|$ at 20 m is 1.4 and $2.8 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$, respectively) explains the seasonal variation of the coupling strength in CPLY. This confirms that the role of the large-scale wind shear in modulating the seasonal WS-SST response is rather robust and does not depend on the choice of the model parameterizations.

5 Discussion

5.1 Sensitivity to the PBL parameterization

We have examined the atmospheric response to the SST anomalies with two different PBL schemes. Both simulations are rather consistent as they reproduce the observed SST-WS coupling and its seasonal variability related to those of the background wind shear. CPLM and CPLY have SST-induced surface wind speed anomalies of similar amplitude, created by turbulent mixing anomalies above frontal regions.

The major difference between CPLY and CPLM is the wind shear response to the SST anomalies. This confirms results from Perlin et al (2014) showing that YSU creates weak wind speed shear anomalies compared to the TKE-based parameterizations. Hashizume et al (2002) observed in the EEP an enhanced (reduced) wind velocity shear above cold (warm, respectively) SST anomalies, consistent with CPLM results but not with CPLY. TKE-based parameterizations like MYNN are more accurate under stable conditions (Hu et al, 2010; Shin and Hong, 2011) like those in the PCS. Furthermore, in MYNN, K_M is computed at each level using local variables and, thus, can represent a progressive vertical adjustment to SST anomalies, while YSU prescribes a specific (analytical) shape for K_M vertical profile from the surface forcing (Hong and Pan, 1996) considering that the PBL instantaneously adjusts to surface anomalies. As noticed by Perlin et al (2014), this could be a limitation to represent accurate mesoscale air-sea interactions. In particular, above a SST front, the horizontal advection

does not allow the entire vertical column to adjust to the underlying SST (Small et al, 2008), as assumed in YSU. This may explain the weak vertical wind velocity shear anomalies found in CPLX.

5.2 Role of the pressure gradient

In our study, near surface pressure gradient anomalies are weak above fronts (Fig. 11), as described in several observational campaigns (Small et al, 2008). The momentum balance analysis shows that, near the surface, the wind acceleration is mainly due to momentum turbulent mixing and not to pressure gradients. This is consistent with results from idealized studies of Spall (2007b), in the case of strong wind at low latitudes, and Kilpatrick et al (2014) with a comparable experimental framework. Using Large Eddy Simulations, Skillingstad et al (2006) also showed that the turbulent mixing was the dominant term explaining the wind speed variations. These results contrast with Small et al (2005), Song et al (2006) and Byrne et al (2015) that showed an equilibrium near the surface between advection and pressure gradient, with a negligible contribution of turbulent mixing above fronts. The former examined a frontal structure with much larger spatial and temporal characteristics scales than the mesoscale fronts we considered in our study. The latter two correspond to very different climate conditions. This may explain the discrepancies between their results and ours. Note that O'Neill et al (2010) showed that both turbulent mixing and pressure gradient are important in the surface budget. Nevertheless, their case study presented no capping inversion at the top of the PBL, allowing the pressure gradient anomalies to be maximum near the surface.

In the conceptual framework of LN87, Sea Level Pressure (SLP) gradient anomalies are proportional to SST gradient anomalies (with opposite signs) but can be compensated by the so-called back-pressure effect, related to air temperature modifications. The pressure anomaly at a height Z is considered inversely proportional to the integral of the temperature anomaly between Z and the top of the PBL. Above warm SST anomalies, the pressure decrease, due to air warming, is attenuated by the PBL thickening (that induces a pressure increase). The symmetric occurs for cold SST anomalies. In a situation of air temperature inversion, the back-pressure effect can be largely strengthened as shown by Hashizume et al (2002) in the EEP. Above warm SST anomalies, the inversion height (Z_0) increase leads to an air temperature decrease (Fig. 14a) and, thus, positive pressure

anomalies in the upper part of the PBL. These anomalies compensate the pressure decrease created by air warming in the lower PBL leading, overall, to much weaker SLP anomalies than expected in LN87 framework. Again, the symmetrical situation is obtained above cold SST anomalies. Note that, according to Small et al (2008), this effect requires relatively weak winds so that the SST gradient influence can reach the temperature inversion above the frontal zone.

The PCS presents a strong temperature inversion near 600 m (Fig. 14b for July 2007). Following Small et al (2008), the length scale of the thermal adjustment is $L_p = \frac{V_1 h^2}{K_T}$. With $V_1 \sim 7 \text{ m s}^{-1}$, $h \sim 600 \text{ m}$ and $K_T \sim 40 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, $L_p \sim 63 \text{ km}$, which is smaller than the typical frontal zone length ($\sim 100 \text{ km}$) considered here. This suggests that a strong back-pressure effect could exist over mesoscale fronts in the region. To examine this mechanism, vertical profiles of temperature anomalies are plotted on Figure 14c³. Warm (cold) SST anomalies induce warm (cold, respectively) air temperature anomalies below Z_0 and cold (warm) air temperature anomalies above (Figure 14c), as described in Hashizume et al (2002). Consequently, SST gradients create downwind pressure gradients of the same sign in the upper PBL (Fig. 11a and c). These pressure gradients accelerate (decelerate) the wind in the upper layers when it flows above warm to cold (cold to warm, respectively) fronts. Below, their intensity decreases, resulting in very little influence of the pressure on the surface flow. Kilpatrick et al (2014) also showed that low SLP gradients above SST fronts are due to a back-pressure effect following Hashizume et al (2002)'s mechanism.

Note that besides their weak influence above fronts, SLP gradient anomalies seem to play an important role away from the SST gradient zone, where it acts to equilibrate the turbulent mixing and maintain the wind anomalies (not shown). This is consistent with Spall (2007b), nevertheless this analysis is beyond the scope of the present study.

³ SST anomalies creates 10 m temperature anomalies that are advected slightly downwind of the SST anomalies (not shown). Thus, the air temperature anomalies vertical profiles (Fig. 14c) are normalized with the 10-m air temperature anomalies values rather the SST values.

5.3 About the relation between WS divergence and SST Laplacian

In the present work, we examine the relation between WS and SST mesoscale fields (1) and its two derived relations (5) and (6). However, another relation has been identified by Minobe et al (2008) in the Kuroshio region:

$$\text{div}(\vec{v}_1') \propto \text{div}(\overrightarrow{\text{grad}}(SST')) = \overrightarrow{\nabla}^2(SST') \quad (13)$$

Relation (13) has also been found in idealized simulations with very weak background wind conditions (Lambaerts et al, 2013). In our region, we find correlation associated to (13) much weaker than for relations (1), (5) and (6) (not shown).

While several mechanisms have been invoked to relation (1), Minobe et al (2008) proposed a mechanism to explain (13) based only on pressure anomalies. Following LN87, they consider the vertically averaged momentum balance in the PBL, approximating the PBL wind velocity and pressure by surface fields and considering the surface pressure anomalies proportional to the SST anomalies. These are strong hypothesis: O'Neill et al (2010) and Kilpatrick et al (2014) showed large differences between PBL-integrated and surface fields. Also, Brachet et al (2012) and Piazza et al (2015) noticed that SLP anomalies are not proportional to SST anomalies but to vertically integrated air temperature anomalies. Thus, a strong back-pressure effect as in our region (Sec.5.2) could lead to a very weak relation between SST and SLP anomalies. Another reason for not finding clear evidence for (13) in our case may be because the focus is on the PBL response to mesoscale structures evolving in time while Minobe et al (2008) used 4 years-averaged fields. Brachet et al (2012) showed indeed different atmospheric responses to the SST when considering long-term mean or 10-day mean fields.

It is important to note that (1) and (13) describe two different relations between SST and WS mesoscale fields but they do not reveal the underlying mechanisms. Indeed, Minobe et al (2008) explains (13) by a process based only on pressure anomalies while (1) is explained by several processes (see Sec. 1), among which pressure anomalies.

6 Summary and conclusions

Using satellite observations and a high resolution ocean-atmosphere coupled model, correlated patterns between mesoscale SST and WS intensity in the PCS are evidenced. Spatial and seasonal variations of the coupling strength, measured as the regression between WS intensity and SST anomalies, bear noticeable similarities in model simulations and observations. In particular, there is an important seasonal variability, the mesoscale coupling being much stronger in winter than in summer. Spatial variations seem to be related to large-scale fields such as the surface wind steadiness and mean speed. An in-depth analysis of dynamical processes in the atmospheric PBL shows that the stress increase (decrease) above warm (cold) SST anomalies is primarily due to an enhanced (weakened) turbulent kinetic energy. It is partially counterbalanced by the wind velocity shear decrease (increase) over warm (cold) SST anomalies, associated to vertical mixing. Using a downwind momentum budget, we show that the wind velocity shear anomalies are mainly caused by the momentum turbulent mixing in frontal regions. Pressure gradient anomalies are negligible near the surface in frontal regions because of a back-pressure effect related to air temperature inversion. Comparing austral summer and winter, the WS response is twice as strong in winter as in summer because the large-scale wind shear (larger in winter) makes the action of the turbulent stress more efficient.

The described mechanisms at work in the PCS region may be different in other regions. Indeed the back pressure effect is expected to be much lower in unstable regions without temperature inversion. In addition, as underlined by Spall (2007b), the momentum balance depends on the latitude with stronger Coriolis effect at higher latitude. This could result in stronger wind direction anomalies which may no longer be negligible. Also, as described by Small et al (2008), stonger wind conditions and/or stronger SST gradients could modify the equilibrium above frontal regions, as the air column has less time to adjust to the SST changes before being advected. Finally, the coupling mechanisms may depend on the size of the mesoscale structures (Byrne et al, 2015) that can vary geographically.

In this study we focus on the PBL response to SST anomalies in the PCS. The impact of mesoscale SST-induced WS intensity anomalies on the ocean dynamics is not addressed. Mesoscale surface currents also alter

surface wind by friction (see Sec. 2.2.1). WS intensity and WS curl anomalies, generated through these effects, can largely impact ocean eddies (e.g. Jin et al, 2009) and Ekman pumping intensity (Gaube et al, 2015). Mesoscale air-sea coupling may also induces a thermal damping of eddies (Shuckburgh et al, 2010; Kirtman et al, 2012). In the PCS, and more generally in EBUS, the ocean mesoscale eddy activity plays an important role in the system functioning. Eddy advection is an important part of heat and momentum balance (e.g. Colas et al, 2012, 2013). Eddies are also important for the ecosystem as they drive a spatial redistribution of the upwelled nutrients and planktons (e.g. Lathuilière et al, 2010; Bertrand et al, 2014). Thus, ocean-atmosphere interactions at mesoscale may have a role on the dynamics and biological activity in EBUS and its importance is still to be fully elucidated.

Acknowledgements This work is part of V. Oerder's PhD thesis, sponsored by the Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche. It is also part of the ANR project "PULSATION-11-MONU-010" and the LEFE/GMMC project "NEM-PECH". Simulations were performed on the supercomputer Curie from the GENCI at the CEA (projects 2011040542, 2012061047 and 2014102286). The authors want to thank Françoise Pinsard and Eric Maisonnave for their help in setting-up the coupled model NEMO-OASIS-WRF and Guillaume Samson, Hervé Giordani and Patrick Marchesiello for useful discussions. F. Lemarié acknowledges the support of the French LEFE/GMMC program through project SIMBAD QSCAT WS data were provided by the CERSAT and are available online at <ftp://ftp.ifremer.fr/ifremer/cersat/products/gridded/mwf-quikscat/data/>. Microwave OI SST data are produced by Remote Sensing Systems and sponsored by National Oceanographic Partnership Program (NOPP), the NASA Earth Science Physical Oceanography Program, and the NASA MEaSUREs DISCOVER Project. Data are available at [www.remss.com](http://oafux.whoi.edu/). Shortwave radiation from the ISCCP are available in the Objectively Analyzed air-sea Fluxes data and can be downloaded at <http://oafux.whoi.edu/>. VOCALS-REx wind data are available online at <ftp://precip.meas.ncsu.edu/pub/vocals/>. Numerical data were obtained by model experiments described in Sec. 2. Contact the corresponding author for more information (vera.oerder@locean-ipsl.upmc.fr).

Appendix : Double time averaging of the momentum balance

The mechanisms driving the feedback of the SST anomalies on the wind speed are investigated. Monthly mean wind speed anomalies $\langle V \rangle'$, proportional to the monthly mean SST anomalies $\langle SST \rangle'$, are observed in our simulation (with primes marking the mesoscale anomalies and $\langle \rangle$ the temporal average). We want to identify the dominant mechanism that creates $\langle V \rangle'$. In this appendix, we explain why a simple time averaging of a momentum balance does not explain the mean wind speed. Then we present the double time averaging that should be used. It is similar to the one included in the NEMO code (Madec, 2008).

A simple time-average of 1D momentum balance:

$$\partial_t V = \sum_{F_n \in \{Forces\}} F_n \quad (14)$$

relates the forcing time average to the difference between the final and initial wind speed but not to the average wind speed $\langle V \rangle$, which is the variable of interest :

$$\sum_{F_n \in \{Forces\}} \langle F_n \rangle = \langle \partial_t V \rangle = \left\langle \frac{\Delta V}{\Delta t} \right\rangle = \frac{V(0) - V(N_{step})}{\Delta t} \quad (15)$$

with $V(p)$, the wind speed p time steps after the beginning of the month, N_{step} the number of time steps during July, Δt the time step duration, and $\Delta V = V(p) - V(p-1)$ the wind speed difference between 2 time steps.

The monthly mean wind speed is $\langle V \rangle = \frac{1}{N_{step}+1} \sum_{p=0}^{N_{step}} V(p)$ and $V(p)$ can be expressed using the initial conditions $V(0) : V(p) = V(0) + \sum_{k=1}^p \Delta V$, so, we obtain :

$$\begin{aligned} \langle V \rangle &= \frac{1}{N_{step}+1} \sum_{p=0}^{N_{step}} \left(V(0) + \sum_{k=1}^p \Delta V \right) \\ &= V(0) + \frac{1}{N_{step}+1} \sum_{p=0}^{N_{step}} \left(\sum_{k=1}^p \Delta V \right) \end{aligned} \quad (16)$$

We introduce a new metric $\lceil F \rceil$, the double time averaging of a quantity F , defined as :

$$\lceil F \rceil = \frac{1}{N_{step} + 1} \sum_{p=0}^{N_{step}} \left(\sum_{k=1}^p F \right) \quad (17)$$

(16) can be written $\langle V \rangle = V(0) + \lceil \Delta V \rceil$, *i.e.*

$$\frac{\langle V \rangle - V(0)}{\Delta t} = \lceil \frac{\Delta V}{\Delta t} \rceil \quad (18)$$

$\lceil \rceil$ is a linear operator, so, using (14), we obtain :

$$\frac{\langle V \rangle - V(0)}{\Delta t} = \lceil \frac{\Delta V}{\Delta t} \rceil = \lceil \partial_t V \rceil = \sum_{F_n \in \{Forces\}} \lceil F'_n \rceil \quad (19)$$

The left-hand side represents the mean temporal variation around the initial state $V(0)$. The relative contribution of $\lceil F'_n \rceil$ indicates the dominant mechanisms.

References

- Adcroft A, Hill C, Marshall J (1997) Representation of topography by shaved cells in a height coordinate ocean model. *Mon Wea Rev* 125:2293 – 2315, doi: 10.1175/1520-0493(1997)125<2293:ROTBSC>2.0.CO;2
- Benshila R, Durand F, Masson S, Bourdallé-Badie R, de Boyer Montégut C, Papa F, Madec G (2014) The upper bay of Bengal salinity structure in a high-resolution model. *Ocean Model* 74:36–52, doi : 10.1016/j.ocemod.2013.12.001
- Bertrand A, Grados D, Colas F, Bertrand S, Capet X, Chaigneau A, Vargas G, Mousseigne A, Fablet R (2014) Broad impacts of fine-scale dynamics on seascape structure from zooplankton to seabirds. *Nat Commun* 5:5239, doi : 10.1038/ncomms6239
- Blanke B, Delecluse P (1993) Variability of the Tropical Atlantic ocean simulated by a general circulation model with two different mixed layer physics. *J Phys Oceanogr* 23:1363–1388, doi : 10.1175/1520-0485(1993)023<1363:VOTTAO>2.0.CO;2
- Boe J, Hall A, Colas F, McWilliams J, Qu X, Kurian J, Kapnick S (2011) What shapes mesoscale wind anomalies in coastal upwelling zones ? *Clim Dyn* 36:2037–2049, doi : 10.1007/s00382-011-1058-5
- Bourras D, Reverdin G, Giordani H, Caniaux G (2004) Response of the atmospheric boundary layer to a mesoscale oceanic eddy in the northeast atlantic. *J Geophys Res* 109:D18,114, doi : 10.1029/2004JD004799
- Brachet S, Codron F, Feliks Y, Ghil M, Treut HL, Simonnet E (2012) Atmospheric circulations induced by a midlatitude SST front: A GCM study. *J Clim* 25:1847–1853, doi : 10.1175/JCLI-D-11-00329.1
- Bryan FO, Tomas R, Dennis JM, Chelton DB, Loeb NG, McClean JL (2010) Frontal scale air–sea interaction in high-resolution coupled climate models. *J Clim* 23:6277–6291, doi : 10.1175/2010JCLI3665.1
- Businger J, Shaw W (1984) The response of the marine boundary layer to mesoscale variations in sea-surface temperature. *Dyn Atmos Oceans* 8:267–281, doi : 10.1016/0377-0265(84)90012-5
- Byrne D, Papritz L, Frenger I, Münnich M, Gruber N (2015) Atmospheric response to mesoscale sea surface temperature anomalies: Assessment of mechanisms and coupling strength in a high-resolution coupled model over the South Atlantic. *J Atmos Sci* 72:1872–1890, doi : 10.1175/JAS-D-14-0195.1

- Capet X, Colas F, Penven P, Marchesiello P, McWilliams J (2008) Eddies in eastern-boundary subtropical upwelling systems. AGU Monograph 177:131–147, doi : 10.1029/177GM10
- Castelao R (2012) Sea surface temperature and wind stress curl variability near a cape. J Phys Oceanogr 42:2073–2087, doi : 10.1175/JPO-D-11-0224.1
- CERSAT (2002) Mean wind fields (MWF product)-user manual-volume1: Quikscat. C2-MUT-W-04-IF. CERSAT-IFREMER [Http://www.ifremer/cersat.fr](http://www.ifremer/cersat.fr)
- Chelton DB, Esbensen SK, Schlax MG, Thum N, Freilich MH, Wentz FJ, Gentemann CL, McPhaden MJ, Schopf PS (2001) Observations of coupling between surface wind stress and sea surface temperature in the Eastern Tropical Pacific. J Clim 14:1479–1498, doi : 10.1175/1520-0442(2001)014<1479:OOCBSW>2.0.CO;2
- Chelton DB, Schlax MG, Freilich MH, Milliff RF (2004) Satellite measurements reveal persistent small-scale features in ocean winds. Science 303:978–983, doi : 10.1126/science.1091901
- Chelton DB, Schlax MG, Samelson RM (2007) Summertime coupling between sea surface temperature and wind stress in the California Current System. J Phys Oceanogr 37:495–517, doi : 10.1175/JPO3025.1
- Chen F, Dudhia J (2001) Coupling an advanced land surface–hydrology model with the penn state–NCAR MM5 modeling system. part ii: Preliminary model validation. Mon Weather Rev 129(4):587–604, doi : 10.1175/1520-0493(2001)129<0587:CAALSH>2.0.CO;2
- Chou M, Suarez MJ (1994) An efficient thermal infrared radiation parameterization for use in general circulation models. NASA Tech Memo p 84
- Colas F, McWilliams JC, Capet X, Kurian J (2012) Heat balance and eddies in the Peru-Chile current system. Clim Dyn 39(1-2):509–529, DOI 10.1007/s00382-011-1170-6
- Colas F, Capet X, McWilliams JC, Li Z (2013) Mesoscale eddy buoyancy flux and eddy-induced circulation in Eastern Boundary Currents. J Phys Oceanogr 43:1073–1095, doi : 10.1175/JPO-D-11-0241.1
- Davey M, et al (2002) STOIC: a study of coupled model climatology and variability in tropical ocean regions. Clim Dyn 18(5):403–420, doi 10.1007/s00382-001-0188-6
- Dawe JT, Thompson L (2006) Effect of ocean surface currents on wind stress, heat flux, and wind power input to the ocean. Geophys Res Lett 33:L09,604, doi : 10.1029/2006GL025784

- De Szoeké SP, Fairall CW, Wolfe DE, Bariteau L, Zuidema P (2010) Surface flux observations in the Southeastern Tropical Pacific and attribution of SST errors in coupled ocean-atmosphere models. *J Clim* 23:4152–4174, doi : 10.1175/2010JCLI3411.1
- De Szoeké SP, Yuter S, Mechem D, Fairall CW, Burleyson CD, Zuidema P (2012) Observations of stratocumulus clouds and their effect on the Eastern Pacific surface heat budget along 20°s. *J Clim* 25:8542–8567, doi : 10.1175/jcli-d-11-00618.1.
- Dee DP, et al (2011) The ERA-interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system. *Q J R Meteorol Soc* 137:553–597, doi : 10.1002/qj.828
- Desbiolles F, Blanke B, Bentamy A (2014) Short-term upwelling events at the Western African coast related to synoptic atmospheric structures as derived from satellite observations. *J Geophys Res Oceans* 119:461–483, doi : 10.1002/2013JC009278
- Dunbar R, Lungu T, Weiss B, Stiles B, Huddleston J, Callahan P, Shirtliffe G, Perry K, Hsu C, Mears C, Wentz F, Smith D (2006) QuikSCAT science data product user manual, version 3.0. JPL Document D-18053 - Rev A Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, CA
- Dussin R, Treguier AM, Molines JM, Barnier B, Penduff T, Brodeau L, Madec G (2009) Definition of the interannual experiment ORCA025-B83, 1958-2007. Tech. rep., LPO-09-02
- Farrow DE, Stevens DP (1995) A new tracer advection scheme for Bryan and Cox type ocean general circulation models. *J Phys Oceanogr* 25:1731–1741, doi : 10.1175/1520-0485(1995)025<1731:ANTASF>2.0.CO;2
- Frenger I, Gruber N, Knutti R, Münnich M (2013) Imprint of Southern Ocean eddies on winds, clouds and rainfall. *Nat Geosci* 6:608–612, doi : 10.1038/ngeo1863
- Gaube P, Chelton DB, Samelson RM, Schlax MG, O’Neill LW (2015) Satellite observations of mesoscale eddy-induced Ekman pumping. *J Phys Oceanogr* 45:104–132, doi : 10.1175/JPO-D-14-0032.1
- Giordani H, Planton S, Benech B, Kwon BH (1998) Atmospheric boundary layer response to sea surface temperatures during the SEMAPHORE experiment. *J Geophys Res* 103(C11):25,047–25,060, doi : 10.1029/98JC00892
- Gruber N, Lachkar Z, Frenzel H, Marchesiello P, Münnich M, McWilliams JC, Nagai T, Plattner GK (2011) Eddy-induced reduction of biological production in Eastern Boundary Upwelling Systems. *Nat Geosci*

4:787–792, doi : 10.1038/ngeo1273

Hashizume H, Xie SP, Fujiwara M, Tanimoto TWY (2002) Direct observations of atmospheric boundary layer response to SST variations associated with tropical instability waves over the Eastern Equatorial Pacific. *J Clim* 15:3379–3393, doi : 10.1175/1520-0442(2002)015<3379:DOOABL>2.0.CO;2

Hayes S, McPhaden M, Wallace J (1989) The influence of sea surface temperature on surface wind in the Eastern Equatorial Pacific: weekly to monthly variability. *J Clim* 2:1500–1506, doi : 10.1175/1520-0442(1989)002<1500:TIOSST>2.0.CO;2

Hogg A, Dewar WK, Berloff P, Kravtsov S, Hutchinson DK (2009) The effects of mesoscale ocean–atmosphere coupling on the large-scale ocean circulation. *J Clim* 22:4066–408, doi : 10.1175/2009JCLI2629.1

Hong S, Lim J (2006) The WRF single-moment 6-class microphysics scheme (WSM6). *J Korean Meteorol Soc* 42(2):129–151

Hong S, Yign N, Jimy D (2006) A new vertical diffusion package with an explicit treatment of entrainment processes. *Mon Wea Rev* 134:2318–2341, doi : 10.1175/MWR3199.1

Hong SY, Pan HL (1996) Nonlocal boundary layer vertical diffusion in a medium-range forecast model. *Mon Wea Rev* 124:2322–2339, doi : 10.1175/1520-0493(1996)124<2322:NBLVDI>2.0.CO;2

Hu XM, J W NG, F Z (2010) Evaluation of three planetary boundary layer schemes in the WRF model. *J Appl Meteor Climatol* 49:1831–1844, doi : 10.1175/2010JAMC2432.1

Janjic ZI (1994) The step–mountain eta coordinate model: Further developments of the convection, viscous sublayer, and turbulence closure schemes. *Mon Wea Rev* 122:927–945, doi : 10.1175/1520-0493(1994)122<0927:TSMECM>2.0.CO;2

Jin X, Dong C, Kurian J, McWilliams JC, Chelton DB, Li Z (2009) SST–wind interaction in coastal upwelling: Oceanic simulation with empirical coupling. *J Phys Oceanogr* 39:2957–2970, doi : 10.1175/2009JPO4205.1

Jouanno J, Sheinbaum J (2013) Heat balance and eddies in the Caribbean upwelling system. *J Phys Oceanogr* 43:1004–1014, doi : 10.1175/JPO-D-12-0140.1

Kilpatrick T, Schneider N, Qiu B (2014) Boundary layer convergence induced by strong winds across a midlatitude SST front. *J Clim* 27:1698–1718, doi : 10.1175/JCLI-D-13-00101.1

- Kirtman BP, et al (2012) Impact of ocean model resolution on CCSM climate simulations. *Clim Dyn* 39:1303–1328, doi : 10.1007/s00382-012-1500-3
- Koseki S, Watanabe M (2010) Atmospheric boundary layer response to mesoscale SST anomalies in the Kuroshio extension. *J Clim* 23:2492–2507, doi : 10.1175/2009JCLI2915.1
- Lambaerts J, Lapeyre G, Plougonven R, Klein P (2013) Atmospheric response to sea surface temperature mesoscale structures. *J Geophys Res Atmos* 118:9611–9621, doi : 10.1002/jgrd.50769
- Lathuilière C, Echevin V, Lévy M, Madec G (2010) On the role of the mesoscale circulation on an idealized coastal upwelling ecosystem. *J Geophys Res* 115:C09,018, doi : 10.1029/2009JC005827
- Lemarié F (2015) Numerical modification of atmospheric models to include the feedback of oceanic currents on air-sea fluxes in ocean-atmosphere coupled models. Technical Report RT-464, INRIA Grenoble - Rhône-Alpes, <https://hal.inria.fr/hal-01184711/file/RT-464.pdf>
- Lindzen R, Nigam S (1987) On the role of sea surface temperature gradients in forcing low level winds and convergence in the Tropics. *J Atmos Sci* 44:2418–2436, doi : 10.1175/1520-0469(1987)044<2418:OTROSS>2.0.CO;2
- Liu W, Zhang A, Bishop J (1994) Evaporation and solar irradiance as regulators of sea surface temperature in annual and interannual changes. *J Geophys Res* 99:12,623–12,637, doi : 10.1029/94JC00604
- Lévy M, Estubier A, Madec G (2001) Choice of an advection scheme for biogeochemical models. *Geophys Res Lett* 28:3725–3728, doi : 10.1029/2001GL012947
- Ma CC, Mechoso C, Robertson A, Arakawa A (1996) Peruvian stratus clouds and Tropical Pacific circulation: a coupled ocean-atmosphere (GCM) study. *J Clim* 9:1635–1645, doi : 10.1007/s00382-008-0407-5
- Madec G (2008) NEMO ocean engine. Note du Pole de modélisation, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL) 27:ISSN No 1288–1619
- Maloney ED, Chelton DB (2006) An assessment of the sea surface temperature influence on surface wind stress in numerical weather prediction and climate models. *J Clim* 19:2743–2762, doi : 10.1175/JCLI3728.1
- Meehl GA, Covey C, McAvaney B, Latif M, Stouffer RJ (2005) Overview of the coupled model intercomparison project. *Bull Am Meteorol Soc* 86:89–93, doi : 10.1175/BAMS-86-1-89

- Minobe S, Kuwano-Yoshida A, Komori N, Xie SP, Small RJ (2008) Influence of the Gulf Stream on the troposphere. *Nature* 452:206–209, doi : 10.1038/nature06690
- Mlawer E, Taubman S, Brown P, Iacono M, Clough S (1997) Radiative transfer for inhomogeneous atmosphere: RRTM, a validated correlated-k model for the long-wave. *J Geophys Res* 102:16,663–16,682, doi : 10.1029/97JD00237
- Monin AS, Obukhov AM (1954) Basic laws of turbulent mixing in the atmosphere near the ground. *Tr Inst Teor Geofiz Akad Nauk SSSR* 24:1963–1987
- Nakanishi M, Niino H (2009) Development of an improved turbulence closure model for the atmospheric boundary layer. *J Meteorol Soc Jpn* 87:895–912, doi : 10.2151/jmsj.87.895
- Oerder V, Colas F, Echevin V, Codron F, Tam J, Belmadani A (2015) Peru-Chile upwelling dynamics under climate change. *J Geophys Res Oceans* 120(2):1152–1172, DOI 10.1002/2014JC010299
- O’Neill L, Chelton D, Esbensen S, Wentz F (2005) High-resolution satellite measurements of the atmospheric boundary layer response to SST variations along the Agulhas return current. *J Clim* 18:2706–2723, doi : 10.1175/JCLI3415.1
- O’Neill LW, Esbensen S, Thum N, Samelson RM, Chelton DB (2010) Dynamical analysis of the boundary layer and surface wind responses to mesoscale SST perturbations. *J Clim* 23:559–581, doi : 10.1175/2009JCLI2662.1
- O’Neill LW, Chelton DB, Esbensen SK (2012) Covariability of surface wind and stress responses to sea surface temperature fronts. *J Clim* 25:5916–5942, doi : 10.1175/JCLI-D-11-00230.1
- Paulson CA (1970) The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer. *J Appl Meteor* 9:857–861, doi : 10.1175/1520-0450(1970)009<0857:TMROWS>2.0.CO;2
- Penven P, Echevin V, Pasapera J, Colas F, Tam J (2005) Average circulation, seasonal cycle, and mesoscale dynamics of the Peru current system: A modeling approach. *J Geophys Res* 110:C10,021, doi : 10.1029/2005JC002945
- Perlin N, Skillingstad ED, Samelson RM, Barbour PL (2007) Numerical simulation of air-sea coupling during coastal upwelling. *J Phys Oceanogr* 37:2081–2093, doi : 10.1175/JPO3104.1

- Perlin N, de Szoeko SP, Chelton DB, Samelson RM, Skillingstad ED, O'Neill LW (2014) Modeling the atmospheric boundary layer wind response to mesoscale sea surface temperature perturbations. *Mon Wea Rev* 142:4284–4307, doi : 10.1175/MWR-D-13-00332.1
- Piazza M, Terray L, Boé J, Maisonnave E, Sanchez-Gomez E (2015) Influence of small-scale North Atlantic sea surface temperature patterns on the marine boundary layer and free troposphere: a study using the atmospheric ARPEGE model. *Clim Dyn* pp 1–19, DOI 10.1007/s00382-015-2669-z
- Putrasahan DA, Miller A, Seo H (2013) Regional coupled ocean–atmosphere downscaling in the Southeast Pacific: impacts on upwelling, mesoscale air–sea fluxes, and ocean eddies. *Ocean Dynam* 63:463–488, 10.1007/s10236-013-0608-2
- Renault L, Hall A, McWilliams JC (2015) Orographic shaping of US West Coast wind profiles during the upwelling season. *Clim Dyn* DOI 10.1007/s00382-015-2583-4, doi : 10.1007/s00382-015-2583-4
- Resplandy L, Lévy M, Madec G, Pous S, Aumont O, Kumar D (2011) Contribution of mesoscale processes to nutrient budgets in the Arabian sea. *J Geophys Res* 116:C11,007, doi : 10.1029/2011JC007006
- Samelson RM, Skillingstad ED, Chelton DB, Esbensen SK, O'Neill LW, Thum N (2006) On the coupling of wind stress and sea surface temperature. *J Clim* 19:1557–1566, doi : 10.1175/JCLI3682.1
- Samson G, Masson S, Lengaigne M, Keerthi MG, Vialard J, Pous S, Madec G, Jourdain NC, Jullien S, Menkes C, Marchesiello P (2014) The NOW regional coupled model: Application to the Tropical Indian ocean climate and tropical cyclone activity. *J Adv Mod Earth Sys* 6(3):700–722, DOI 10.1002/2014MS000324
- Schiffer R, Rossow W (1983) The international satellite cloud climatology project ISCCP: The first project of the world climate research programme. *Bull Am Meteorol Soc* 64:779–784
- Shin H, Hong SY (2011) Intercomparison of planetary boundary-layer parametrizations in the WRF model for a single day from CASES-99. *Bound-Layer Meteor* 139(2):261–281, DOI 10.1007/s10546-010-9583-z
- Shuckburgh E, Maze G, Ferreira D, Marshall J, Jones H, Hill C (2010) Mixed layer lateral eddy fluxes mediated by air–sea interaction. *J Phys Oceanogr* 41:130–144, dOI : 10.1175/2010JPO4429.1
- Skamarock W, Klemp J (2008) A time-split nonhydrostatic atmospheric model for weather research and forecasting applications. *J Comp Phys* 227:3465–3485, doi : 10.1016/j.jcp.2007.01.037

- Skyllingstad ED, Vickers D, Mahrt L, Samelson R (2006) Effects of mesoscale sea-surface temperature fronts on the marine atmospheric boundary layer. *Bound-Layer Meteor* 123:219–237, doi: 10.1007/s10546-006-9127-8
- Small R, deSzoek S, Xie S, O'Neill L, Seo H, Song Q, Cornillon P, Spall M, Minobe S (2008) Air-sea interaction over ocean fronts and eddies. *Dyn Atmos Oceans* 45:274–319, doi : 10.1016/j.dynatmoce.2008.01.001
- Small RJ, Xie SP, Wang Y, Esbensen SK, Vickers D (2005) Numerical simulation of boundary layer structure and cross-equatorial flow in the Eastern Pacific. *J Atmos Sci* 62:1812–1830, doi : 10.1175/JAS3433.1
- Song Q, Cornillon P, Hara T (2006) Surface wind response to oceanic fronts. *J Geophys Res* 111:C12,006, doi : 10.1029/2006JC003680
- Spall MA (2007a) Effect of sea surface temperature–wind stress coupling on baroclinic instability in the ocean. *J Phys Oceanogr* 37:1092–1097, doi : 10.1175/JPO3045.1
- Spall MA (2007b) Midlatitude wind stress–sea surface temperature coupling in the vicinity of oceanic fronts. *J Clim* 20:3785–3801, doi : 10.1175/JCLI4234.1
- Strub P, Mesias J, Montecino V, Ruttlant J, Salinas S (1998) Coastal ocean circulation off western South America. *The Sea* vol 11, chap 10:29–67
- Sweet W, Fett R, Kerling J, La Violette P (1981) Air-sea interaction effects in the lower troposphere across the north wall of the Gulf Stream. *Mon Wea Rev* 109:1042–1052, doi : 10.1175/1520-0493(1981)109<1042:ASIEIT>2.0.CO;2
- Valcke S, Craig T, Coquart L (2013) OASIS3-MCT user guide, OASIS3-MCT 2.0. Tech. rep., CERFACS/CNRS SUC URA No 1875
- Wai MK, Stage S (1989) Dynamical analysis of marine atmospheric boundary layer structure near the Gulf Stream oceanic front. *Q J R Meteorol Soc* 115:29–44, doi : 10.1002/qj.49711548503
- Wallace J, Mitchell T, Deser C (1989) The influence of sea surface temperature on surface wind in the Eastern Equatorial Pacific: seasonal and interannual variability. *J Clim* 2:1492–1499, doi : 10.1175/1520-0442(1989)002<1492:TIOSST>2.0.CO;2
- Webb D, de Cuevas B, Richmond C (1998) Improved advection schemes for ocean models. *J Atmos Ocean Technol* 15(5):1171–1187, doi : 10.1175/1520-0426(1998)015<1171:IASFOM>2.0.CO;2

- 812 Wood R, et al (2011) The VAMOS ocean-cloud-atmosphere-land study regional experiment (VOCALS-REx):
813 goals, platforms, and field operations. *Atmos Chem Phys* 11:627–654, doi : 10.5194/acp-11-627-2011
- 814 Wyant MC, et al (2010) The PreVOCA experiment: modeling the lower troposphere in the Southeast Pacific.
815 *Atmos Chem Phys* 10(10):4757–4774, DOI 10.5194/acp-10-4757-2010
- 816 Xie SP (2004) Satellite observations of cool ocean–atmosphere interaction. *Bull Am Meteorol Soc* 85:195–208,
817 doi : 10.1175/BAMS-85-2-195
- 818 Zhang YC, Rossow WB, Lacis AA, Oinas V, Mishchenko MI (2004) Fluxes from the surface to top of atmosphere
819 based on ISCCP and other global data sets: refinements of the radiative transfer model and the input data.
820 *J Geophys Res* 109:D19,105, doi : 10.1029/2003JD004457

Tables

		CPLM	CPLM50	Observations	CPLY
Peru	summer	0.62 (0.59)	0.68 (0.61)	0.66 (0.52)	0.82 (0.61)
	winter	1.49 (0.77)	1.53 (0.81)	1.00 (0.59)	1.41 (0.73)
Chile	summer	0.27 (0.27)	0.28 (0.23)	0.26 (0.29)	0.39 (0.13)
	winter	1.13 (0.70)	1.14 (0.72)	0.92 (0.40)	1.22 (0.71)

Table 1: WS-SST mesoscale anomalies Regression Coefficient (RC, in $10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$) off Peru (red box on Fig. 2) and Chile (blue box) during austral summer and winter. RC are computed using the $1/12^{\circ}$ resolution coupled simulations (CPLM and CPLY) fields, CPLM fields regridded to a 50 km resolution grid (CPLM50), and 50 km resolution observation fields (QSCAT WS and MW OI SST). Correlations between WS and SST mesoscale anomaly fields are indicated between parenthesis

821

		CPLM	CPLM50	Observations
Peru	summer	0.86 (0.71)	0.98 (0.78)	0.9 (0.57)
	winter	1.45 (0.86)	1.68 (0.91)	1.26 (0.6)
Chile	summer	0.76 (0.64)	0.82 (0.70)	0.66 (0.39)
	winter	1.10 (0.85)	1.30 (0.90)	0.95 (0.46)

Table 2: Same as Table 1 for WS divergence anomalies and downwind gradient of the SST anomalies

		CPLM	CPLM50	Observations
Peru	summer	0.51 (0.38)	0.57 (0.44)	0.60 (0.35)
	winter	1.27 (0.71)	1.35 (0.70)	0.99 (0.46)
Chile	summer	0.61 (0.35)	0.57 (0.28)	0.65 (0.27)
	winter	1.14 (0.72)	1.16 (0.69)	0.87 (0.36)

Table 3: Same as Table 1 for WS curl anomalies and crosswind gradient of the SST anomalies

	January (CPLM)	July (CPLM)	July (CPLY)
τ'_{tur}	0.45	0.70	0.76
τ'_a	1.21	2.01	0.8
τ'_b	-0.85	-1.34	-0.1

Table 4: RC ($10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$) between SST and τ_{tur} , τ_a and τ_b anomalies in January and July 2007 for CPLM and July 2007 for CPLY. τ_{tur} is the downwind component of the turbulent stress at 20 m.

Figures

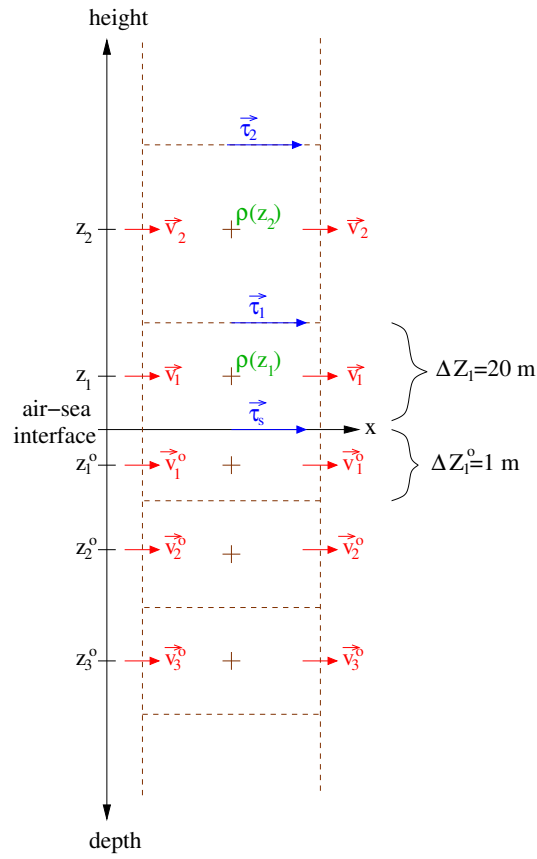


Fig. 1: Vertical structure of the coupled model. Red (blue) vectors represent the model velocities (stress, respectively). ΔZ_1^o (ΔZ_1) is the thickness of the first oceanic (atmospheric, respectively) model layer. z_N (z_N^o) is the height of atmospheric (oceanic, respectively) level N . ρ is the air density

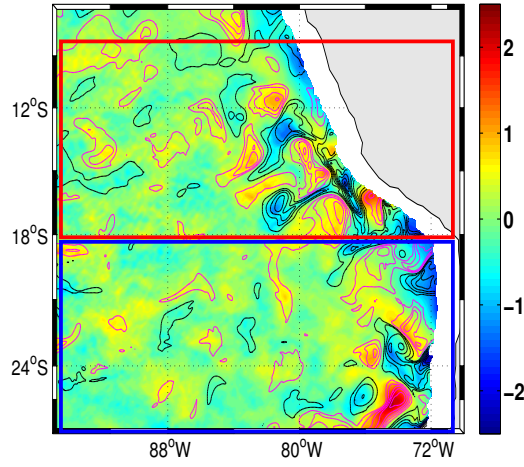


Fig. 2: Surface Wind Stress (WS) mesoscale anomalies (colored, 10^{-2} N m^{-2}). Sea Surface Temperature (SST) anomalies (contours, $^{\circ}\text{C}$): black (magenta) lines indicate negative (positive, respectively) anomalies, contour interval is 0.25°C . Fields are from the CPLM simulation and are time-averaged over July 2007. The 150 km nearshore zone, where the anomalies are dominated by orographic effects, is removed. Anomalies are computed using a gaussian smoothing filter as described in Sec. 2.3.2. Red box indicates the Peru region and the blue box indicates the Chile region

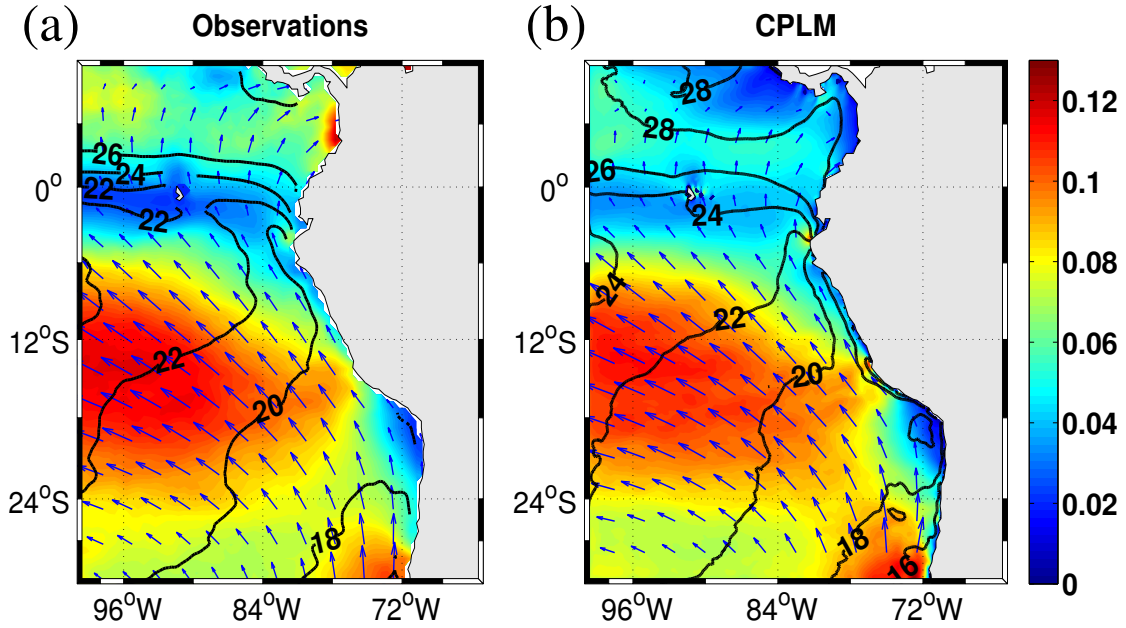


Fig. 3: 2007 annual mean of WS intensity (colored, N m^{-2}), WS direction (blue arrows) and SST (black contours, $^{\circ}\text{C}$). Contour interval is 2°C . (a) Satellite observations and (b) CPLM coupled model simulation

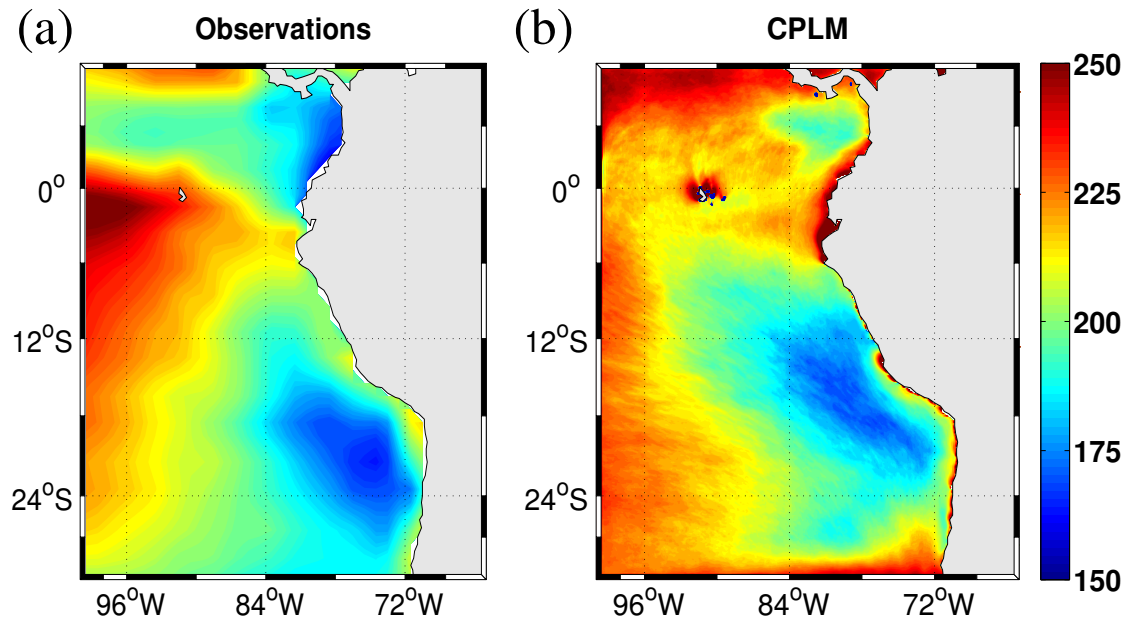


Fig. 4: Short-wave flux at the air-sea interface (W m^{-2} , 2007 annual mean). (a) Satellite observations and (b) CPLM simulation.

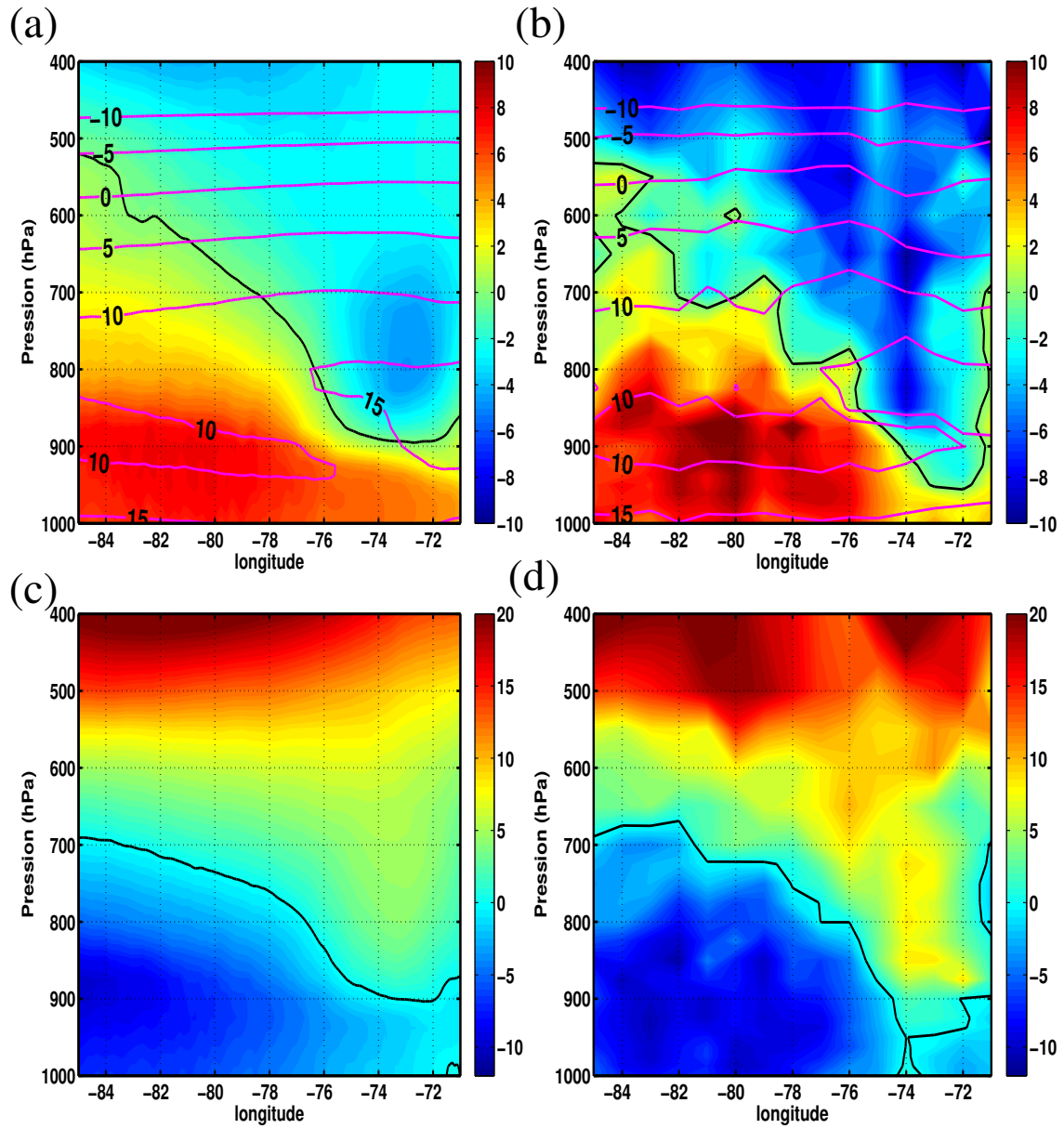


Fig. 5: Zonal sections at 20 °S, time-averaged over the period October, 28 to November, 3 2008. (a) CPLM wind meridional velocity (colored, m s⁻¹) and air temperature (contours in magenta, °C, contour interval is 5 °C); (b) same as (a) for VOCALS-REx observations; (c) CPLM zonal wind velocity (colored, m s⁻¹); (d) same as (c) for VOCALS-REx observations. Black contours indicate zero velocity.

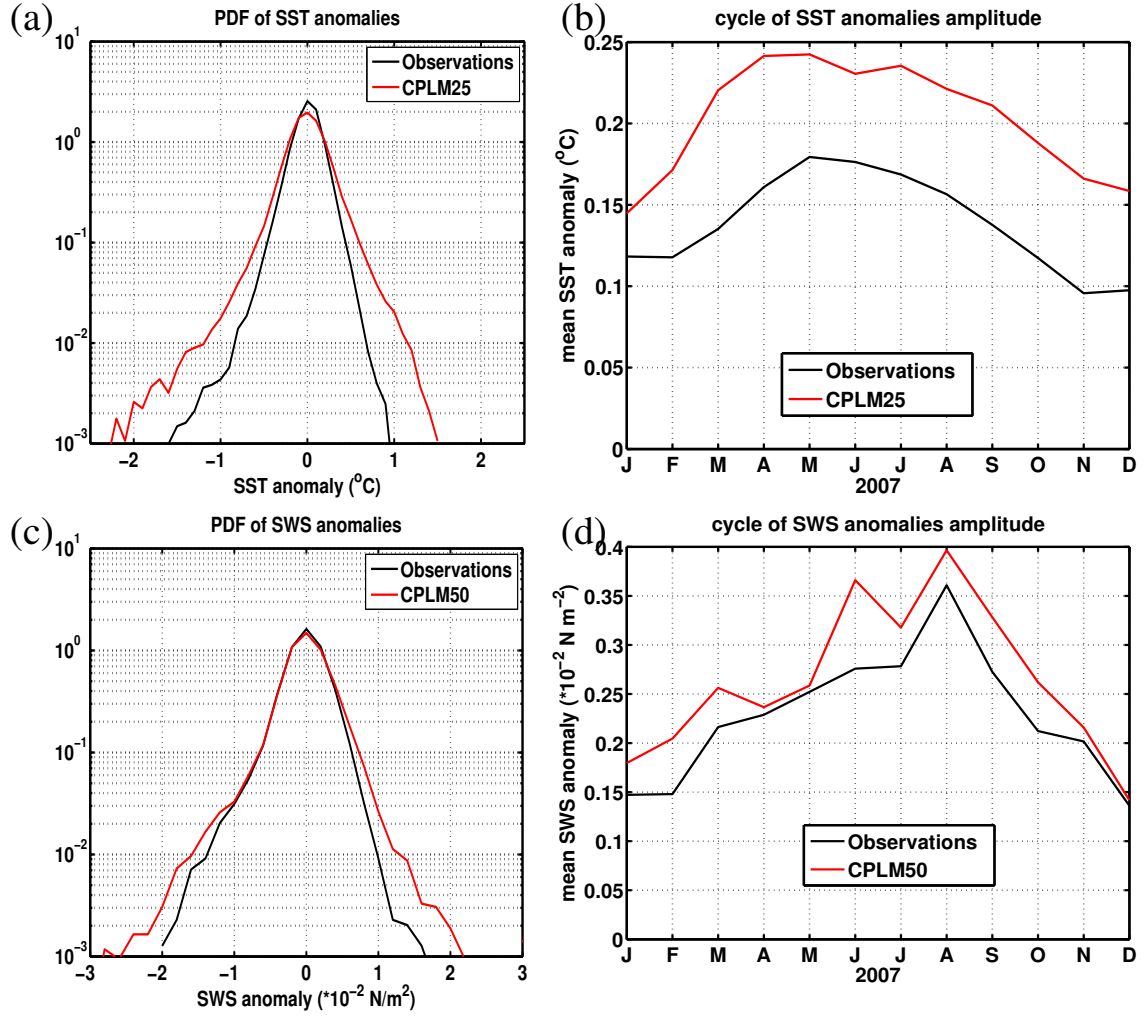


Fig. 6: (a) PDFs of monthly SST anomalies ($^{\circ}\text{C}$) for 2007; (b) Seasonal cycle of the mean SST anomaly absolute value (2007, $^{\circ}\text{C}$); (c) same as (a) for WS anomalies (10^{-2} N m^{-2}); (d) same as (b) for the mean WS anomaly absolute value (10^{-2} N m^{-2}). Black line is for observations (MW OI 25 km resolution SST and QSCAT 50 km resolution WS) and red line is for the CPLM simulation. Anomalies are computed over the $[5^{\circ}\text{S}-27^{\circ}\text{S}]$ domain. CPLM SST and WS fields are regridded to be compared to the observations (Sec. 2.3.1).

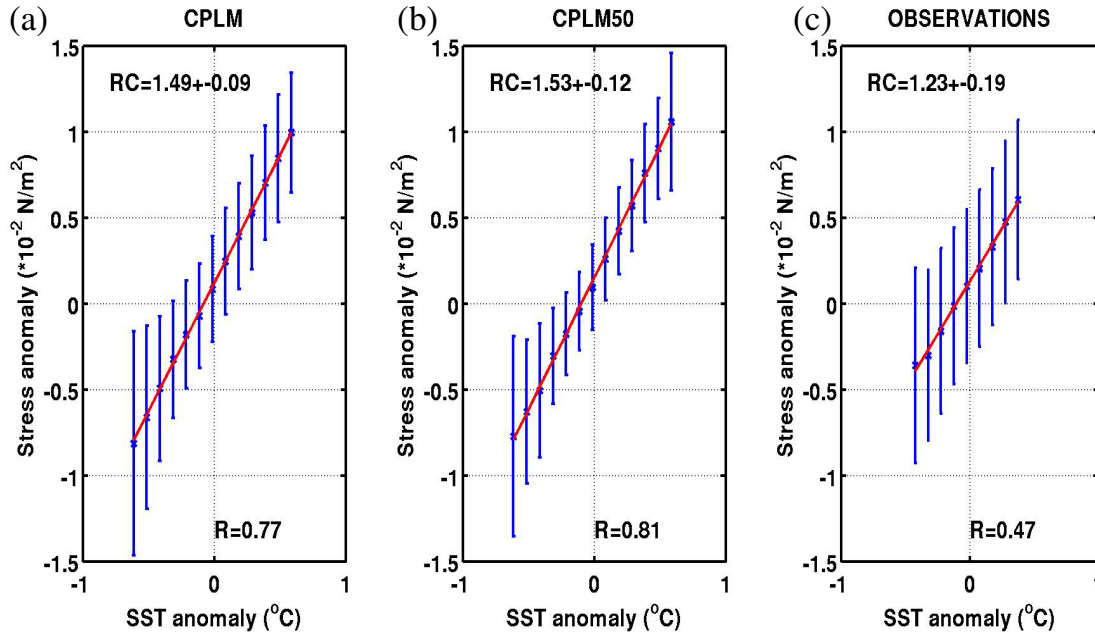


Fig. 7: Binned scatterplot of WS intensity anomalies (10^{-2} N m^{-2}) with respect to the SST anomalies ($^{\circ}\text{C}$) for (a) CPLM, (b) CPLM50 (CPLM fields regridded at 50 km resolution) and (c) 50 km resolution observed fields (25 km MW OI SST is regridded at 50 km resolution). The binned scatterplots are computed for the Peru region following the methodology described in Sec. 2.3. Correlation (R) and Regression Coefficient (RC, in $10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$) between SST and WS anomalies are indicated.

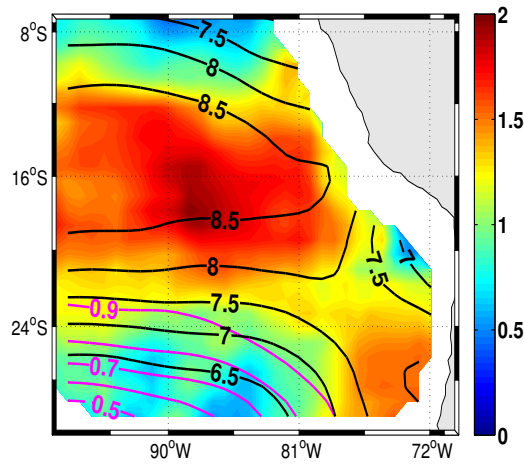


Fig. 8: RC between WS and SST anomalies (colored, $10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$) in the CPLM simulation for winter 2007. Wind steadiness is indicated by magenta contours with contour interval of 0.1. Wind speed (m s^{-1}) is indicated by black contours, contours interval is 0.5 m s^{-1} .

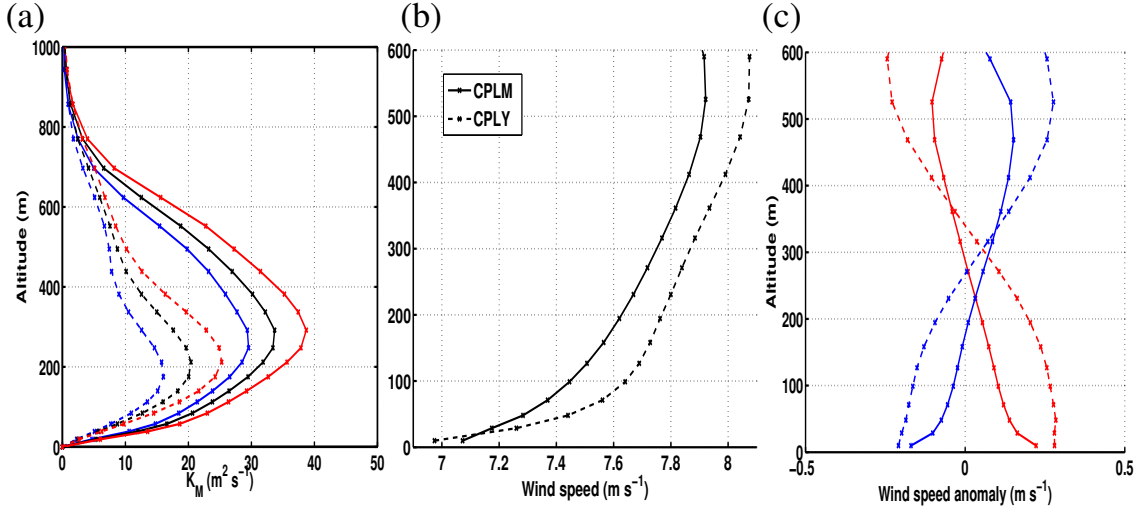


Fig. 9: Vertical profiles computed using time-averaged fields over July 2007 in the Peru region for CPLM (plain lines) and CPLY (dotted lines); (a) mixing coefficient K_M ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$) mean profile (black), profile above warm SST anomalies (red) and profile above cold SST anomalies (blue). Only anomalies with absolute value larger than 0.1°C are considered; (b) mean wind speed profile (m s^{-1}). (c) Wind speed anomalies (m s^{-1}) profiles above warm SST anomalies (red) and cold SST anomalies (blue). The vertical axes of the wind speed anomalies were previously rescaled (see Sec. 2.4)

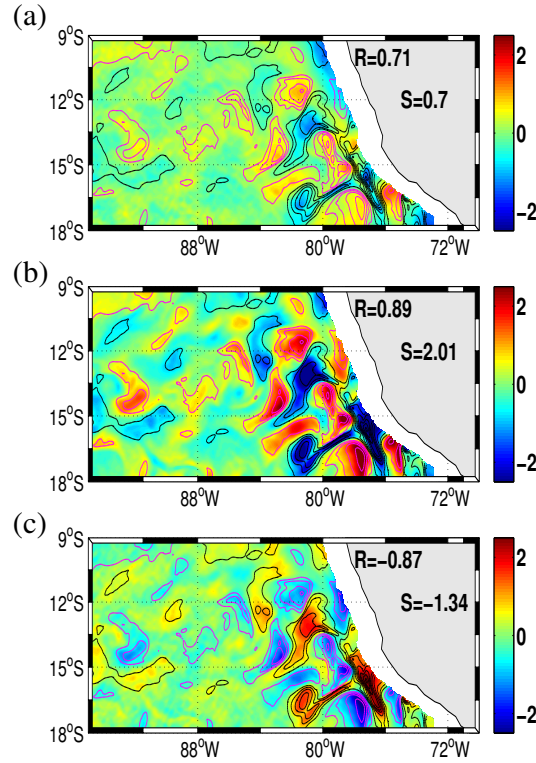


Fig. 10: (a) Downwind turbulent stress anomalies τ'_1 (10^{-2} N m^{-2}) at 20 m height. τ'_1 is decomposed into τ'_a and τ'_b with τ'_a related to the mixing coefficient K_M anomalies and τ'_b proportional to the wind speed shear anomalies; (b) τ'_a (10^{-2} N m^{-2}) at 20 m. (c) τ'_b (10^{-2} N m^{-2}) at 20 m. SST anomalies are indicated by contours (black for negative anomalies, magenta for positive anomalies), contour interval is 0.25°C . Correlation (R) and Regression Coefficient (RC, in $10^{-2} \text{ N m}^{-2} \text{ } ^\circ \text{C}^{-1}$) between SST and stress anomalies are indicated.

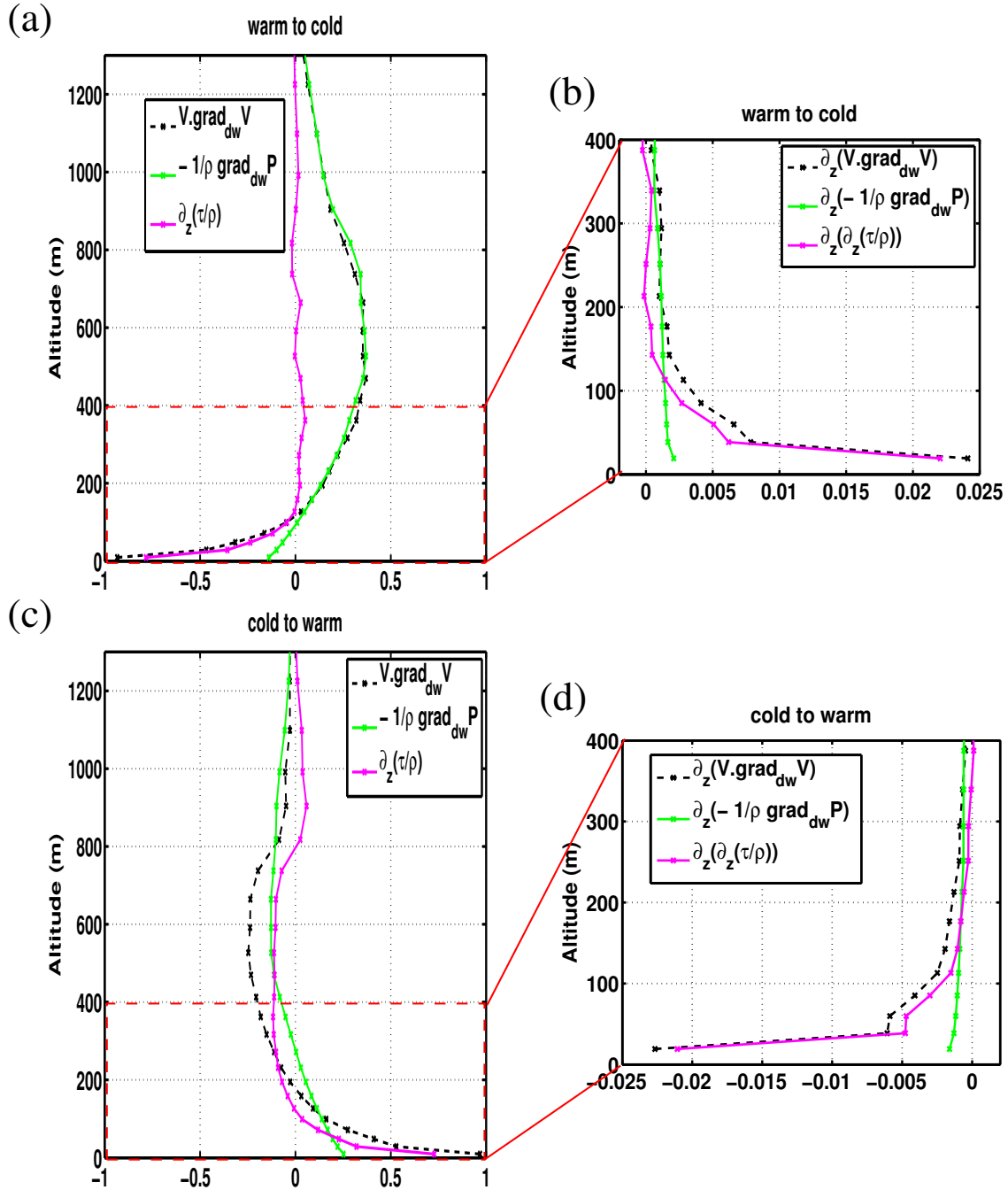


Fig. 11: Composite terms of the downwind momentum balance anomaly above downwind SST gradient anomalies with intensity larger than $2 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C m}^{-1}$. Balance is for July 2007 in CPLM over the Peru region. (a) Composite terms above negative downwind gradient anomalies (warm to cold transition). Downwind momentum balance anomalies (eq. (10)) terms are: Lagrangian acceleration of the air parcel along the streamline (black), momentum turbulent mixing (magenta), pressure term (green), units are $10^5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$. Terms have been normalized by the downwind gradient anomalies intensity. (b) vertical shear of the profiles shown in (a), in $10^5 \text{ m s}^{-2} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$. (c) same as (a) but for positive downwind gradient anomalies (cold to warm transition). (d) vertical shear of the profile shown in (b)

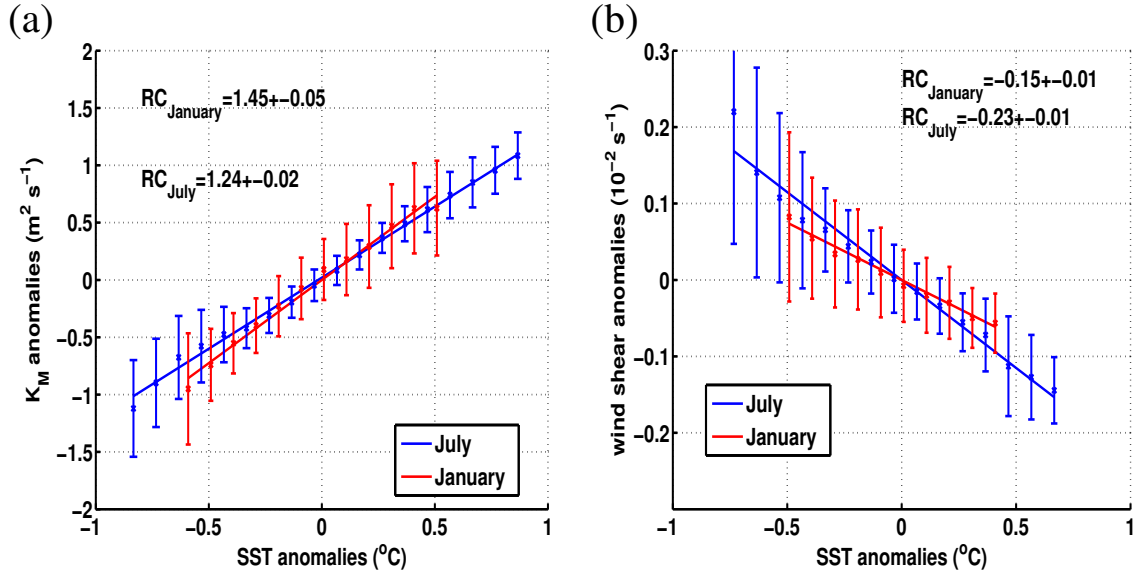


Fig. 12: Binned scatterplot of (a) K_M ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$) and (b) the intensity of $\partial_z \vec{v}$ anomalies at 20 m (s^{-1}) with respect to the SST anomalies ($^{\circ}\text{C}$). Red line is for January and blue line is for July. The RC are also indicated.

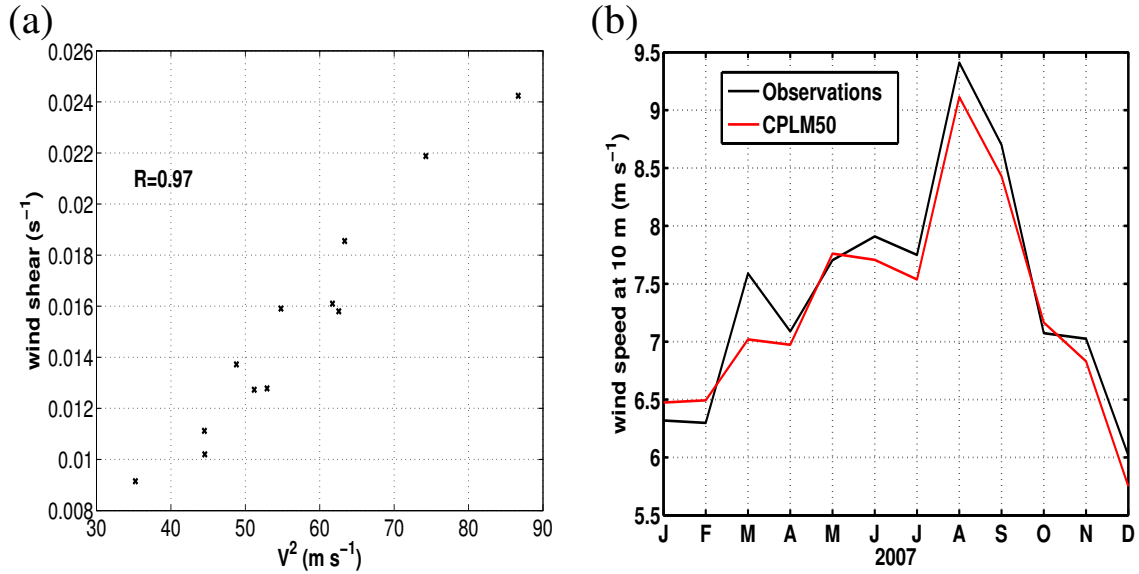


Fig. 13: (a) Scatterplot of the large-scale wind shear $\|\partial_z \vec{v}\|$ at 20 m with respect to the wind speed at 10 m. Scatterplot values are monthly means spatially averaged over the Peru domain; (b) Seasonal cycle of the wind speed at 10 m, spatially averaged over the Peru domain.

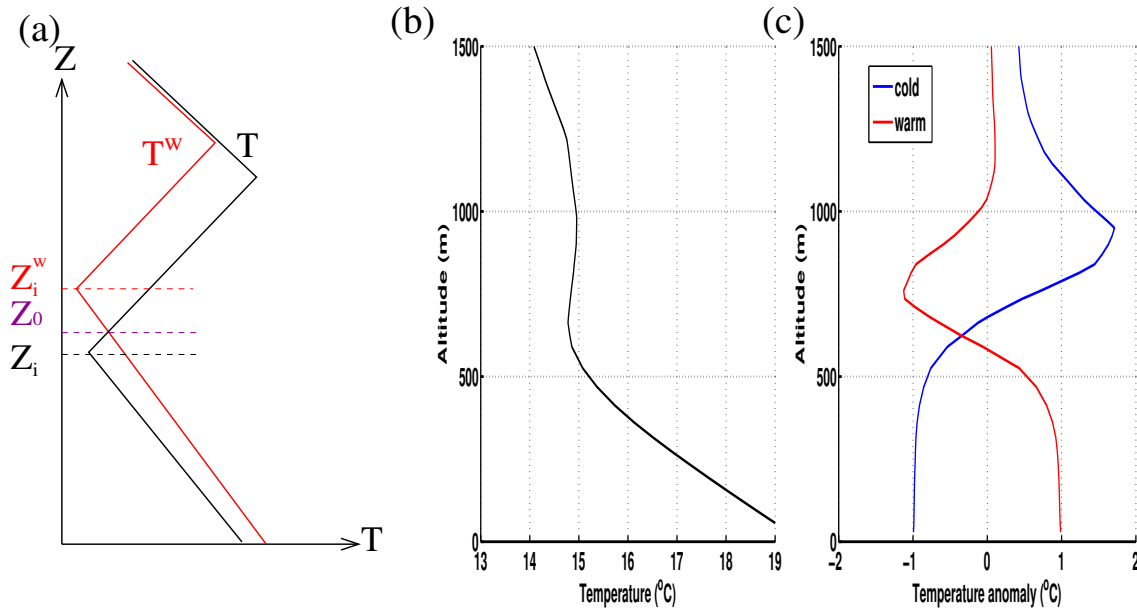


Fig. 14: (a) Scheme of a mean air temperature profile (T , black line) and the corresponding composites above warm SST anomalies (T^w , red line) in a region presenting a strong temperature inversion. Inversion height is Z_i for the T profile and Z_i^w for the T^w profile. Scheme is adapted from Hashizume et al (2002). The symmetric situation occurs for the cold composite (not shown) (b) mean temperature profile (°C) over the Peru region during July 2007. (c) Composites of air temperature anomalies above 10 m air temperature warm (red) and cold (blue) anomalies. Only anomalies with an absolute value larger than 0.5°C are considered. Z-axes of each profiles is first normalized (see Sec. 2.4). Profiles are also normalized by the 10 m air temperature anomalies

Chapitre V

Impact du couplage à meso-échelle sur la dynamique océanique

L'influence de la meso-échelle océanique sur les flux à l'interface air-mer ne se limite pas à la modulation de la TV par la SST. Les anomalies de température affectent également les flux de chaleur et d'eau douce (Frenger et al, 2013; Small et al, 2014; Piazza et al, 2015). Par ailleurs, la TV dépend de la vitesse du vent de surface relatif, et donc des courants de surface (Dewar and Flierl, 1987). Les structures de meso-échelle sont associées à des courants particulièrement intenses, qui vont donc également moduler la TV.

La réponse atmosphérique à la meso-échelle océanique pourrait alors modifier en retour la dynamique de l'océan. Dans ce chapitre, nous analysons les conséquences pour l'océan des interactions océan-atmosphère à meso-échelle, et tentons de séparer les rôles respectifs de la SST et des courants de surface. La Section V.1 présente les conséquences de la modulation de la TV par des courants océaniques, tandis que la Section V.2 s'intéresse à l'influence de la meso-échelle de SST.

V.1 Impacts de l'influence des courants de surface sur la TV

Il existe deux façons de mesurer le vent de surface : on peut définir un vent absolu, \vec{v}_a , qui est la vitesse dans le référentiel terrestre, ou un vent relatif, \vec{v}_r , qui est la vitesse par rapport à la surface de l'océan : $\vec{v}_r = \vec{v}_a - \vec{v}_1^o$ (avec \vec{v}_1^o , la vitesse du courant de surface). Le flux de moment à l'interface air-mer dépend du vent relatif. L'influence des courants de surface sur la TV a déjà été mise en évidence dans les observations satellites (*e. g.* Cornillon and Park, 2001; Chelton et al, 2004; Liu et al, 2007). Celles-ci révèlent des structures de meso-échelle de TV dues à la modulation du vent relatif par les courants océaniques. Les anomalies ainsi créées peuvent atteindre 20 % de l'intensité de la TV moyenne dans les régions de forts courants comme le Gulf Stream (Chelton et al, 2004).

Dans les études de modélisation numérique, la TV est pourtant souvent calculée à partir du vent absolu (*e.g.* Perlin et al, 2014; Oerder et al, 2015). Le modèle couplé utilisé dans cette thèse offre la possibilité de calculer la TV à partir du vent relatif ou absolu. Deux simulations ont été réalisées, utilisant le vent relatif (CPL16C_11) ou

absolu (CPL16C_01). Elles sont ici comparées sur la période 2003-2008.

V.1.1 Impacts de la modulation de la TV par les courants sur la circulation océanique

a Champs moyens dans la région côtière

L'état moyen des champs à l'échelle du Pacifique Sud-Est est peu modifié entre CPL16C_11 et CPL16C_01, surtout à plus de 400 km de la côte. En effet, au large, entre 30 °S et l'équateur, la différence entre les SST moyennes est inférieure à 0.2 °C, et les intensités de la TV diffèrent de moins de 0.2 %.

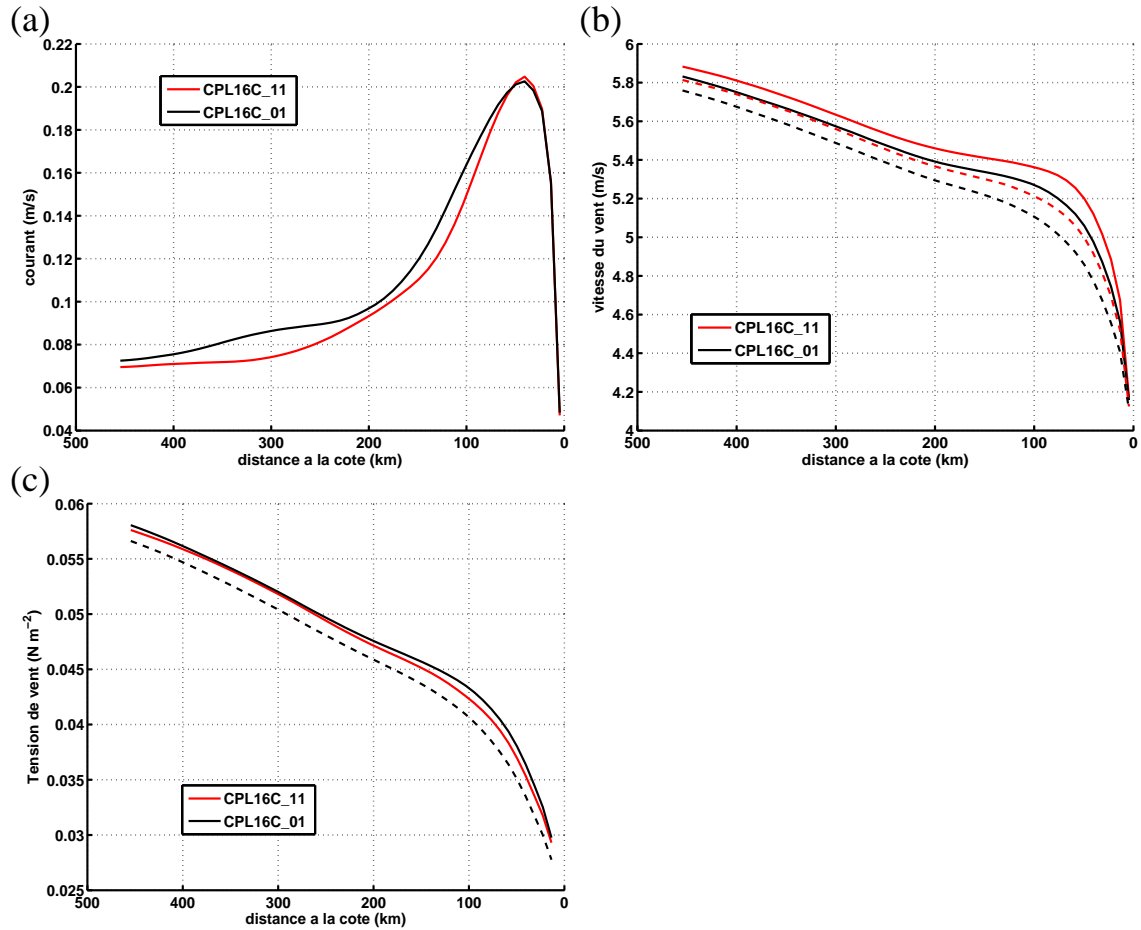


Fig. V.1 Intensité des courants de surface, du vent à 10 m et de la TV parallèles à côte, en fonction de la distance à la côte. Moyennes des simulations CPL16C_11 (rouge) et CPL16C_01 (noir), de 2003 à 2008 et de 7 °S à 13 °S. (a) Courant de surface. (b) Vent à 10 m (m s^{-1}) absolu (courbes continues), et relatif (courbes pointillées). (c) TV (en N m^{-2} , lignes continues). La courbe noire pointillée correspond à une TV calculée a posteriori à partir du vent relatif de CPL16C_01.

Les différences deviennent à peine plus notables ($\sim 3\%$) dans la bande cotière (de largeur ~ 400 km), là où les courants moyens sont les plus forts ($> 10 \text{ cm s}^{-1}$, Fig. V.1a) et où le vent est plus faible ($\sim 5 \text{ m s}^{-1}$). Dans cette région, la TV, le vent à 10 m et les vitesses de surface de l'océan sont parallèles à la côte (voir Chap. II). Elles ont été moyennées entre 7°S et 13°S en fonction de la distance de la côte pour CPL16C_01 et CPL16C_11 sur la Figure V.1. Afin de comprendre pourquoi la TV est si peu modifiée lorsqu'elle est calculée à partir du vent relatif, nous allons d'abord nous intéresser aux différences entre les vitesses du vent relatif et absolu dans les deux simulations.

L'intensité maximale du PCC, située à 40 km du continent, est de 20 cm s^{-1} (Fig. V.1a) dans les deux simulations. La présence du PCC va moduler l'intensité du vent relatif, qui est alors jusqu'à -4% (à 30 km de la côte) plus faible que le vent absolu (Fig. V.1b). Une TV calculée à partir de ce vent relatif serait alors jusqu'à 8% plus faible que la TV calculée par WRF à partir du vent absolu. On pourrait donc s'attendre à des différences de TV notables ($\sim 10\%$) entre CPL16C_01 et CPL16C_11.

Cependant, lorsque WRF utilise le vent relatif pour calculer la TV (CPL16C_11), la diminution de la TV tend à augmenter le vent absolu, qui devient jusqu'à 3% plus fort (à 20 km de la côte) que celui de CPL16C_01. Le vent relatif de CPL16C_11 est alors plus fort que celui de CPL16C_01, et la différence entre les vitesses du vent utilisées par WRF pour le calcul de la TV des deux simulations n'est que de 1% . La TV de CPL16C_11 est alors plus faible que celle de CPL16C_01 (Fig. V.1b), mais les différences ne représentent, au maximum, que 3% de la TV moyenne. Le vent plus fort dans CPL16C_11 compense donc plus de la moitié de la diminution de la TV due à la prise en compte des courants dans le calcul du flux de moment à l'interface air-mer (Fig. V.2). L'affleurement n'est alors pas modifié : la différence de SST entre les deux simulations (non montrée ici) est inférieure à 0.1°C (soit 0.05%).

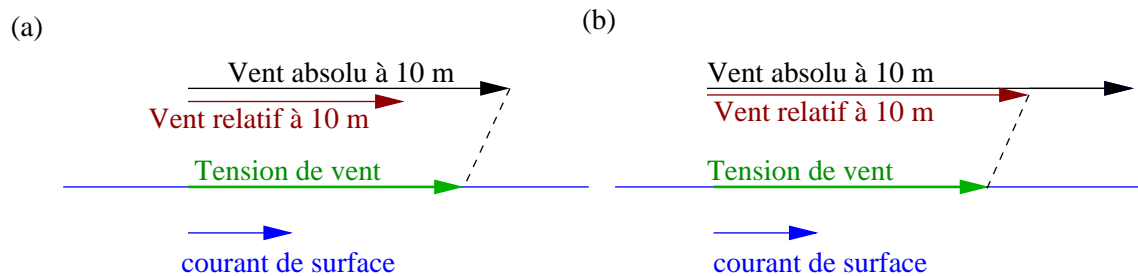


Fig. V.2 Ajustement du vent et de la TV lorsque la TV est calculée à partir du vent (a) absolu ou (b) relatif. Les vents à 10 m absolu et relatif sont représentés respectivement en noir et en rouge. La TV est en vert, et le courant de surface est en bleu.

Les sections verticales de la Figure V.3 montrent des différences assez faibles entre les deux simulations et limitées aux 100 premiers mètres de profondeur. Le PCC est un peu moins profond : à 100 km de la côte, celui-ci atteint 40 m de profondeur dans CPL16C_11 et 50 m dans CPL16C_01. Le PCUC est à peine modifié et atteint des vitesses maximales de 8 cm s^{-1} à ~ 175 m de profondeur dans les deux simulations.

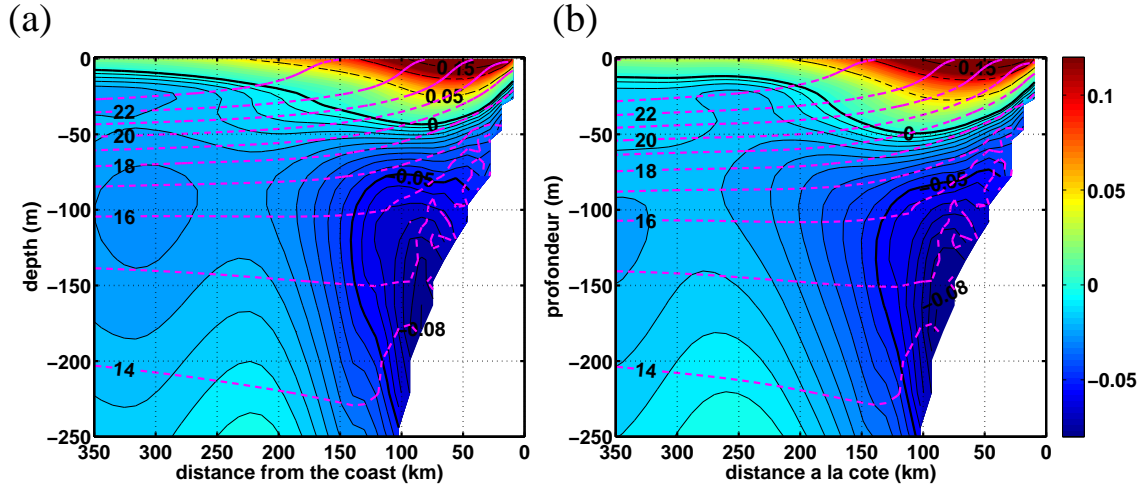


Fig. V.3 Section verticale de courant parallèle à la côte (en couleurs, m s^{-1}) et de température (contours magenta, en $^{\circ}\text{C}$, avec un intervalle de 1°C entre chaque), moyenne de 2003 à 2008 et de 7°S à 13°S pour (a) CPL16C_11 et (b) CPL16C_01. Les contours noirs fins continus et pointillés correspondent à des vitesses respectivement négatives et positives (avec un intervalle de $5 \cdot 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$). Les contours noirs épais indiquent des vitesses nulles ou égales à $5 \cdot 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$.

b Champs de meso-échelle

L'ajustement du vent absolu à la modulation de la TV, mis en évidence dans les champs moyens, pourrait être différent au dessus des structures de meso-échelle. De plus, les courants océaniques associés aux tourbillons et filaments peuvent être beaucoup plus intenses que les courants moyens et dépasser parfois 50 cm s^{-1} (Figure V.4). La TV pourrait donc être localement plus fortement modifiée par les courants de l'activité tourbillonnaire que par la circulation océanique moyenne.

La Figure V.5 ne montre cependant que peu de différences ($\sim 2\%$) entre les spectres de l'intensité de la TV des deux simulations. Celui de SST est un peu plus faible (10 % en moyenne) dans CPL16C_11 que dans CPL16C_01. L'amplitude moyenne des anomalies de meso-échelle de SST (calculée sur les champs à 5 jours, de 2003 à 2008, entre 7°S et 30°S et à moins de 750 km de la côte) est de 0.16°C dans CPL16C_01 et de 0.14°C dans CPL16C_11.

Les gradients de SSH, notamment ceux associés à la meso-échelle (Fig. V.6) montrent des différences beaucoup plus marquées. Leur intensité est plus faible lorsque la TV est calculée à partir du vent relatif : le gradient moyen d'anomalie de SSH est de $3.7 \cdot 10^{-2} \text{ cm km}^{-1}$ dans CPL16C_11 et de $5.1 \cdot 10^{-2} \text{ cm km}^{-1}$ dans CPL16C_01, soit une diminution de $\sim 25\%$.

Les gradients de SSH créent des courants géostrophiques de surface qui leur sont pro-

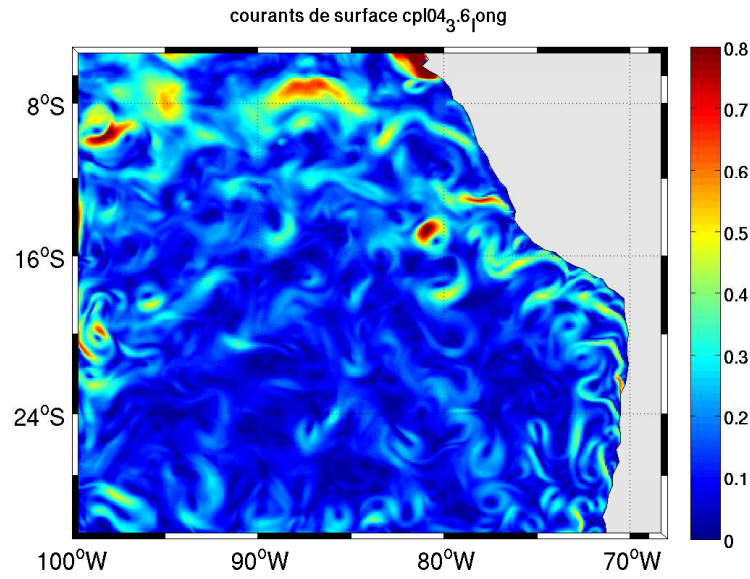


Fig. V.4 Anomalies de meso-échelle de l'intensité des courants de surface (m s^{-1}) du 11/02/2006 de CPL16_01

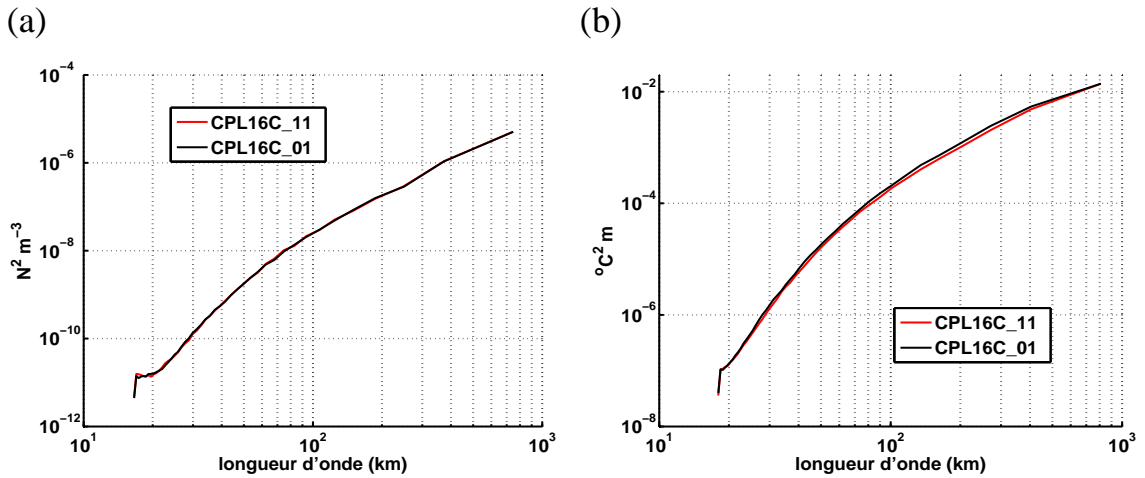


Fig. V.5 Spectres (a) d'intensité de la TV et (b) de SST, calculés à partir des champs moyennés à 5 jours, de 2003 à 2008, entre 7 °S et 30 °S et à moins de 750 km de la côte. Courbe noire : CPL16C_01, courbe rouge : CPL16C_11.

portionnels et qui vont donc être moins forts dans CPL16C_11. Le spectre de courants de surface (Fig. V.7) est effectivement $\sim 30\%$ moins énergétique que dans CPL16C_01. L'Energie cinétique tourbillonnaire (EKE) intégrée de 0 à 400 m de profondeur (Fig. V.8) est alors moins intense dans CPL16C_11 entre 7°S et 30°S, aussi bien dans les 200 km les plus proches de la côte ($\sim -15\%$) que plus au large ($\sim -20\%$ entre 200 et 500 km de la côte).

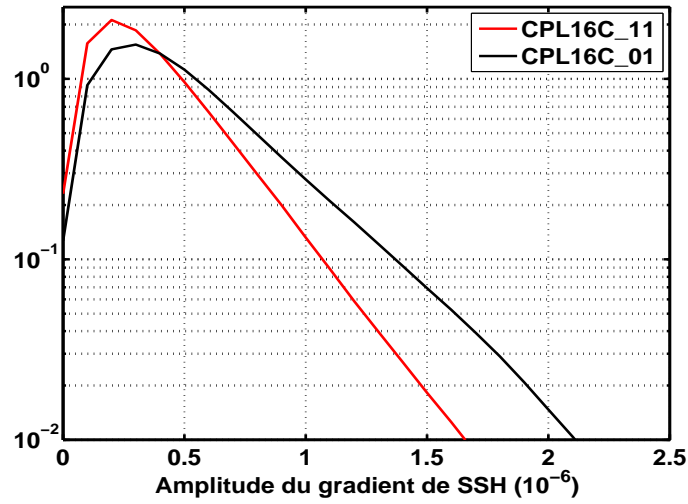


Fig. V.6 PDF de $\|\overrightarrow{\text{grad}}(\text{SSH})\|'$, calculée à partir des champs moyennés à 5 jours, de 2003 à 2008, entre 7 °S et 30 °S et à moins de 750 km de la côte. Courbe noire : CPL16C_01, courbe rouge : CPL16C_11.

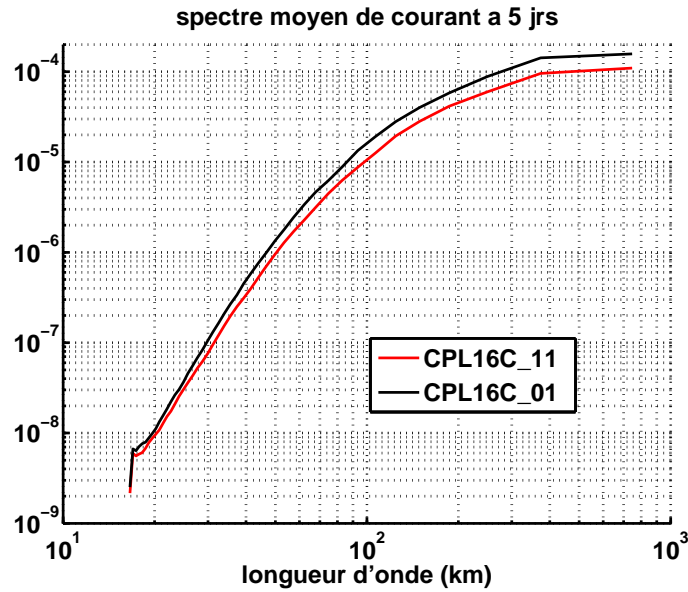


Fig. V.7 Spectres de l'intensité du courant de surface, calculés à partir des champs moyennés à 5 jours, de 2003 à 2008 et entre 7 °S et 30 °S, et à moins de 750 km de la côte. Courbe noire : CPL16C_01, courbe rouge : CPL16C_11.

Deux raisons peuvent expliquer les différences d'EKE entre CPL16C_11 et CPL16C_01 :

- Tout d'abord, la génération d'EKE, qui a en grande partie lieu à proximité de la côte

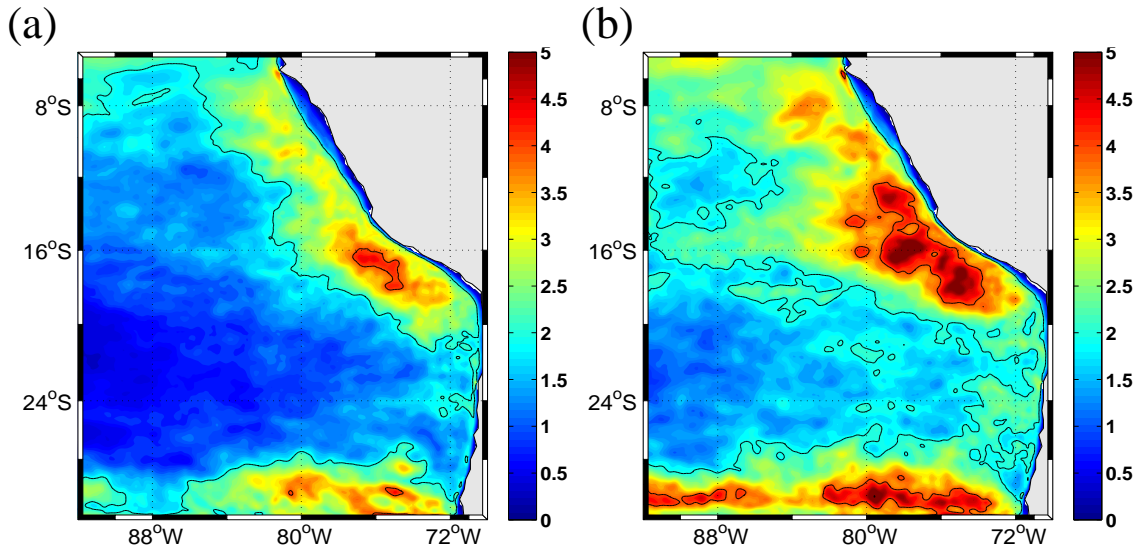


Fig. V.8 *Energie cinétique tourbillonnaire (EKE) intégrée de 0 à 400 m de profondeur ($\text{m}^3 \text{s}^{-2}$), moyenne de 2003 à 2008, pour (a) CPL16C_11 et (b) CPL16C_01. L'EKE est calculée à partir des anomalies journalières par rapport à la climatologie mensuelle.*

par instabilité des courants côtiers, peut-être affectée par les modifications de la TV.
- Les anomalies de courant associées aux structures de méso-échelle (*e.g.* tourbillons) peuvent être atténuées par la façon dont la TV est calculée (Sec. V.1.2). Autrement dit les tourbillons peuvent être modifiés après leur formation par la prise en compte du vent relatif dans le calcul de la TV

c Influence de la modulation de la TV par les courants de grande-échelle

Avant de continuer cette analyse, il faut d'abord se demander si les différences mises en évidence entre les deux simulations sont dues à la modulation de la TV par les courants de méso-échelle ou ceux de grande-échelle. Pour cela, une simulation supplémentaire (CPL16C_21) a été réalisée, dans laquelle le champ de courants de surface transmis à WRF a été lissée pour en éliminer la méso-échelle (voir Table. I.3 et Sec. I.2.3 d). La TV est alors calculée à partir de la différence entre le vent à 10 m absolu et la vitesse des courants de surface de grande-échelle.

Les différences sur les champs moyens entre CPL16C_11 et CPL16C_01 n'étaient notables que dans la région côtière, où les courants de surface moyens sont plus intenses. Le PCC s'étend sur une largeur d'environ 150 km et est donc largement filtré du champs de courant transmis à WRF dans CPL16C_21 (Fig V.9a) : les vitesses maximales n'atteignent que 0.14 m s^{-1} à la côte. Le vent relatif de CPL16C_21 est alors très proche du vent absolu de CPL16C_01 (différence $< 0.03 \text{ m s}^{-1}$ en moyenne entre 0 et 200 km au large, soit 0.5 % de la vitesse du vent). En conséquence, la différence moyenne entre les TV de CPL16C_01 et CPL16C_21 à moins de 200 km de la côte ($4 \cdot 10^{-4} \text{ N m}^{-2}$, soit 1 % de la TV moyenne) est 3 fois plus faible que celle entre

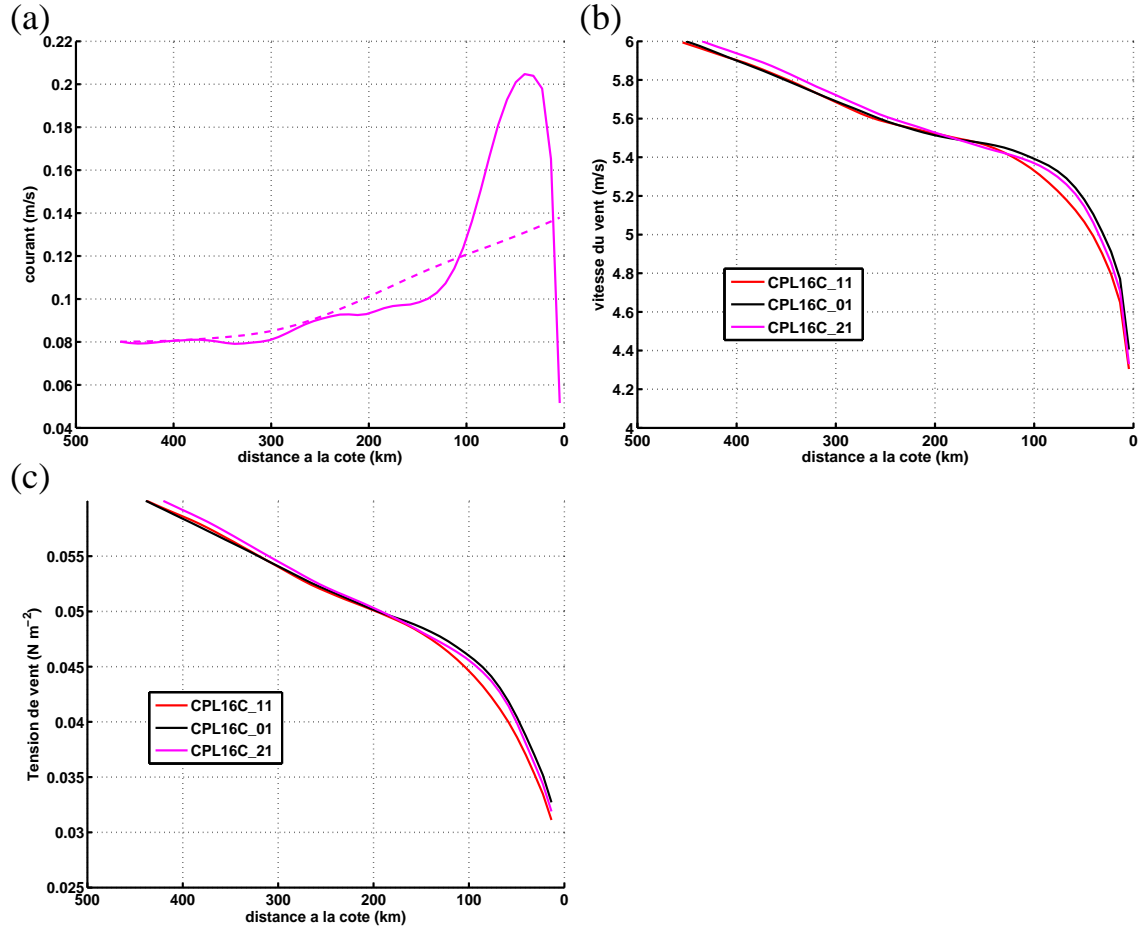


Fig. V.9 Intensité du courant de surface, du vent à 10 m et de la TV parallèles à la côte, en fonction de la distance de la côte. Moyennes des simulations CPL16C_11 (rouge), CPL16C_21 (magenta) et CPL16C_01 (noir) en 2002 et entre 7 °S et 13 °S. (a) Courant de surface (m s⁻¹) calculé par NEMO (courbes continues), et reçu par WRF dans CPL16C_21 (courbe pointillée). (b) Vent à 10 m (m s⁻¹) : vent absolu (courbe continue) et vent relatif (courbes pointillées). (c) TV (N m⁻²)

CPL16C_01 et CPL16C_11 ($11 \cdot 10^{-4} \text{ N m}^{-2}$).

La PDF de $\|\overrightarrow{\text{grad}}(SSH)\|'$ (Fig. V.10a) montre que l'atténuation des gradients de SSH de CPL16C_11 est bien due à la prise en compte des courants de méso-échelle et non à ceux de grande-échelle. La différence moyenne entre les PDF de CPL16C_01 et CPL16C_21 est d'environ 4 % alors que celle entre CPL16C_11 et CPL16C_01 est de 25 %. De même le spectre de courants de CPL16C_21 est nettement plus proche de CPL16C_01 que de CPL16C_11 (différence de ~ 5 et ~ 25 % respectivement).

Les simulations CPL16C_01 et CPL16C_21 sont donc équivalentes, ce qui n'est pas surprenant car les courants lissés sont peu intenses. Cette comparaison permet néanmoins de vérifier que calculer une TV en utilisant le vent absolu ou bien un vent relatif calculé à partir de courants de surface lissés donne des résultats très proches. Il faut

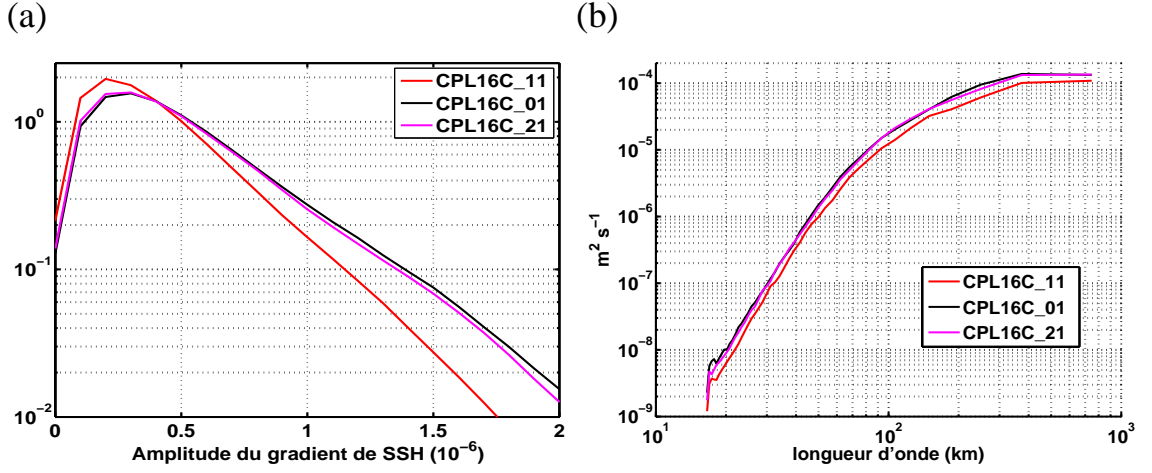


Fig. V.10 (a) Spectres de l'intensité du courant de surface et (b) PDF de $\|\vec{\text{grad}}(\text{SSH})\|'$, calculés à partir des champs moyennés à 5 jours, sur l'année 2002, entre 7°S et 30 °S et à moins de 750 km de la côte. Courbe noire : CPL16C_01, courbe rouge : CPL16C_11.

noter que ce résultat pourrait être différent dans d'autres régions (notamment celles situées sur les bords Ouest) où les courants de grande échelle sont plus intenses.

d Génération d'énergie cinétique tourbillonnaire

Nous allons à présent analyser les mécanismes par lesquels la prise en compte des courants de surface dans le calcul de la TV modifie la génération d'EKE. Un bilan d'énergie cinétique intégré sur la verticale de la profondeur Z à la surface 0 montre que l'EKE est crée par 3 termes (Marchesiello et al, 2003) :

$$F_e K_e = \frac{1}{\rho_0} (\overline{u' \tau'_x} + \overline{v' \tau'_y})$$

$$K_m K_e = - \int_Z^0 (\overline{u' u' \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}} + \overline{u' v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}} + \overline{u' w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}} + \overline{v' u' \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}} + \overline{v' v' \frac{\partial \bar{v}}{\partial y}} + \overline{v' w' \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}}) dz$$

$$P_e K_e = - \int_Z^0 \frac{g}{\rho_0} \overline{\rho' w'}$$

Où $\bar{\cdot}$ représente la moyenne temporelle et \cdot' , l'anomalie par rapport à cette moyenne temporelle. u , v et w sont, les composantes respectivement zonale, méridienne et verticale des courants océaniques, ρ représente la densité de l'eau, ρ_0 , une densité de référence (densité moyenne de l'eau), τ_x , la TV zonale et τ_y , la TV méridienne. Le terme $F_e K_e$ représente la création d'énergie cinétique par le travail des anomalies de

TV, $K_m K_e$, le transfert d'énergie cinétique moyenne en EKE (taux de conversion barotrope), et $P_e K_e$, le transfert d'énergie potentielle tourbillonnaire en EKE (taux de conversion barocline).

$F_e K_e$, $K_m K_e$ et $P_e K_e$ ont été calculés tous les 5 jours, avec $\bar{\cdot}$, la moyenne glissante des 90 jours encadrant la période considérée et \cdot' , la différence entre la moyenne sur les 5 jours et celle sur les 90 jours.

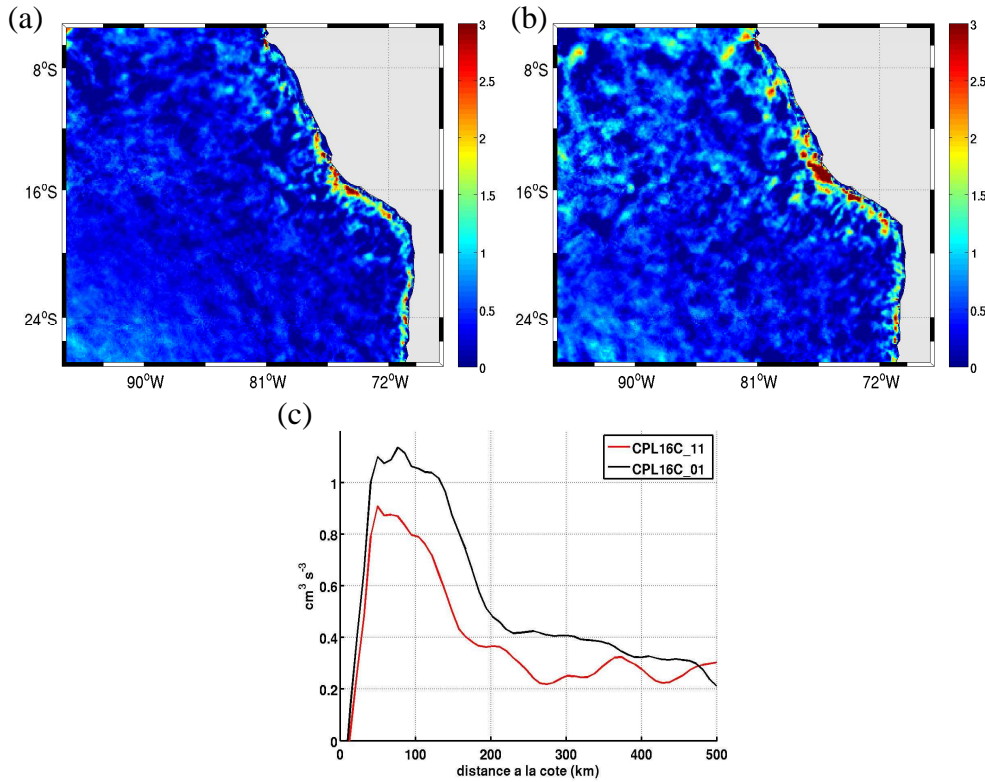


Fig. V.11 (a)-(b) Moyenne de $F_e K_e + K_m K_e + P_e K_e$ ($\text{cm}^3 \text{s}^{-3}$) de 2003 à 2008 pour (a) CPL16C_11 et (b) CPL16C_01. (c) $F_e K_e + K_m K_e + P_e K_e$ en fonction de la distance à la côte, moyenne entre 7 °S et 27 °S et de 2003 à 2008. Les courbes noires et rouges indiquent, respectivement, les simulations CPL16C_01 et CPL16C_11. Les termes $K_m K_e$ et $P_e K_e$ sont intégrés de 400 m de profondeur à la surface.

La création d'EKE a principalement lieu près de la côte, dans une bande de 200 km de large (Fig. V.11), avec un maximum situé à 75 km de la côte. Ces résultats sont cohérents avec ceux obtenus dans des études antérieures utilisant des simulations océaniques forcées pour la région de Californie (Marchesiello et al, 2003) et celle du Pérou-Chili (Belmadani et al, 2012). Dans cette zone, $F_e K_e + K_m K_e + P_e K_e$ est diminué de $0.25 \text{ cm}^3 \text{s}^{-3}$, soit 30 %, quand les courants sont pris en compte dans le calcul de la TV.

70 % de la création d'EKE dans les 200 km les plus proches de la côte est due au terme $P_e K_e$ dans CPL16C_01 (Fig. V.12a). Cette proportion est comparable à celle de Belmadani et al (2012) (60-65 %). Dans cette région, la présence du PCC et du PCUC entraîne un cisaillement vertical de vitesse horizontale (Fig. V.3). Des instabilités baroclines vont alors se développer, créant une conversion d'énergie potentielle en EKE (Colas et al, 2012). Le profil moyen de $K_m K_e$ (Fig. V.12b), similaire à celui de Belmadani et al (2012) entre 13 °S et 14 °S, montre que les tourbillons contribuent à la création d'énergie cinétique moyenne dans les 50 km les plus proches de la côte ($K_m K_e < 0$). Entre 50 et 150 km du continent, des instabilités barotropes transforment l'énergie cinétique associée aux courants côtiers en énergie tourbillonnaire : dans cette zone, $K_m K_e$ représente ~ 40 % de la création totale d'EKE de CPL16C_01. Enfin, $F_e K_e$ est supérieur à $0.2 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-3}$ dans les 200 km les plus proches de la côte, là où les anomalies de courants sont maximales (Fig. V.8).

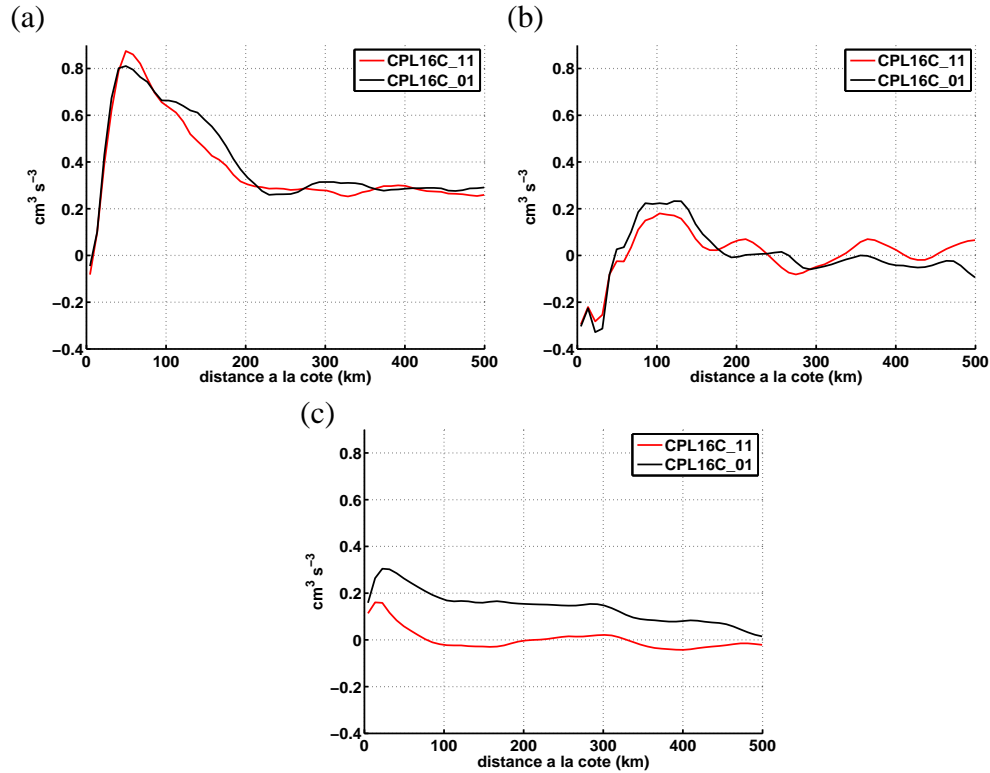


Fig. V.12 Termes de générations d'EKE ($\text{cm}^3 \text{s}^{-3}$) en fonction de la distance à la côte, moyennés entre 7 °S et 27 °S et de 2003 à 2008 : (a) $P_e K_e$, (b) $K_m K_e$ et (c) $F_e K_e$. Les courbes noires et rouges indiquent, respectivement, les simulations CPL16C_01 et CPL16C_11. Les termes $K_m K_e$ et $P_e K_e$ sont intégrés de 400 m de profondeur à la surface.

La création d'EKE 30 % plus faible dans CPL16C_11 entre 0 et 200 km de la côte est due à une réduction de $0.2 \text{ cm}^3 \text{s}^{-3}$ du terme $F_e K_e$. En effet, les différences de $K_m K_e$ ne sont que de $0.03 \text{ cm}^3 \text{s}^{-3}$ entre les deux simulations, et celles de $P_e K_e$, de 0.04 cm^3

s^{-3} . Duhaut and Straub (2006) a montré que la différence entre le travail de la TV, calculée à partir du vent relatif et celui de la TV obtenue à partir du vent absolu est un terme toujours négatif. En effet, les anomalies de TV créées par les courants sont de sens opposé à ces courants, le travail supplémentaire de la TV dans CPL16C_11 est donc une dissipation de l'EKE par friction.

En résumé, la principale différence entre les deux simulations est l'intensité de la meso-échelle de SSH et de courants : l'EKE moyenne entre 0 et 400 m de profondeur est diminuée d'environ 20 % quand la TV est calculée à partir du vent relatif. La génération d'EKE près de la côte est également réduite (30 %). Cette réduction est principalement due au travail du vent et non pas à une modification des termes de conversion baroclines et barotropes (qui pourraient résulter d'une modification des courants et de la stratification moyenne entre les deux simulations).

V.1.2 Impacts de la modulation de la TV par les courants sur les tourbillons océaniques

Pour comprendre l'influence de la prise en compte des courants dans le calcul de la TV sur la meso-échelle générée, près de 8000 tourbillons de proche surface, d'une durée de vie moyenne d'environ 30 jours ont été détectés dans les deux simulations (voir Sec. I.3.2).

a Caractéristiques des tourbillons

Des composites de tourbillons, orientés de manière à ce que le vent moyen souffle dans la direction nord-sud (voir Sec. I.3.2) ont été réalisés. La Figure V.13 montre que les cyclones sont associés à une anomalie négative de SSH. Les gradients de SSH ainsi créés vont être responsables d'anomalies de courants géostrophiques décrivant un cercle dans le sens horaire autour du centre du tourbillon. Au contraire, une anomalie positive de SSH et des courants dans le sens anti-horaire caractérisent les anticyclones.

		Cyclones	Anticyclones
(a)	Premier jour de la vie des tourbillons	30 %	30 %
	Moyenne sur toute la vie des tourbillons	44 %	38 %
		Cyclones	Anticyclones
(b)	Premier jour de la vie des tourbillons	10 %	8%
	Moyenne sur toute la vie des tourbillons	18 %	12%

Table V.1 (a) Différence entre le maximum du composite de $|SSH'|$ de CPL16_01 et celui de CPL16C_11, calculée à partir des composites sur l'ensemble des tourbillons ("moyenne sur toute la vie des tourbillons") ou sur uniquement sur le premier jour où les tourbillons sont détectés ("Premier jour de la vie des tourbillons"). (b) Idem pour $|SST'|$

Le minimum de SSH est environ 40 % plus négatif dans CPL16C_01 que dans CPL16C_11 (voir Table V.1a). Les courants sont alors environ 35 % plus forts. L'amplitude de l'ano-

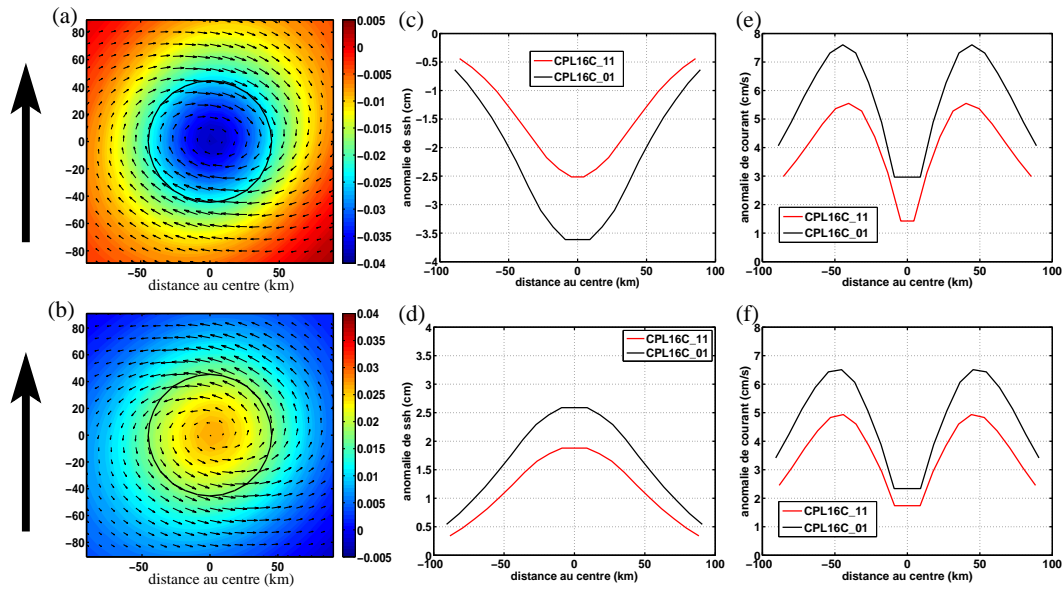


Fig. V.13 (a)-(b) Composites des anomalies de SSH (m) (a) des cyclones et (b) des anticyclones de CPL16C_01. Le rayon moyen des tourbillons est représenté par un cercle noir et les composites d'anomalies de courants correspondants ont été représentés par les flèches. La direction du vent a été représentée par une flèche noire à gauche des composites. (c)-(d) Intensité moyenne (cm) du composite de SSH' (c) des cyclones et (d) des anticyclones, en fonction de la distance au centre du tourbillon. (e)-(f) Intensité moyenne (cm s^{-1}) du composite de courant (e) des cyclones et (f) des anticyclones, en fonction de la distance au centre. Courbes rouges : CPL16C_11 et courbes noires : CPL16C_01.

malie moyenne de SSH au premier jour où les tourbillons sont détectés n'est que 30 % plus forte dans CPL16C_01, la différence entre les deux simulations s'accroît donc pendant la vie des tourbillons. Calculer la TV à partir du vent relatif tend donc à atténuer l'amplitude des tourbillons au cours de leur vie.

Les cyclones et les anticyclones sont associés à une anomalie de SST, respectivement froide et chaude (Fig. V.14a). L'anomalie de SST est environ 15 % plus intense dans CPL16C_01 que dans CPL16C_11 (voir Table V.1b). Au premier jour où les tourbillons sont détectés, cette anomalie n'est que 10 % plus forte dans CPL16C_01. L'intensité de l'anomalie de SST est donc également atténuée au cours de la vie des tourbillons par l'effet des courants sur la TV. L'intensité de l'anomalie de SST est donc également atténuée au cours de la vie des tourbillons par l'effet des courants sur la TV. Les anomalies de SST ne sont cependant pas centrées sur le tourbillon, et la corrélation spatiale entre SST' et SSH' n'est que de 0.64 pour les cyclones et de 0.57 pour les anticyclones (CPL16C_01). Cette structure asymétrique correspond à celle mise en évidence par Hausmann and Czaja (2012) et Gaube et al (2015) dans les observations satellite. Elle pourrait s'expliquer par la superposition d'une anomalie de température

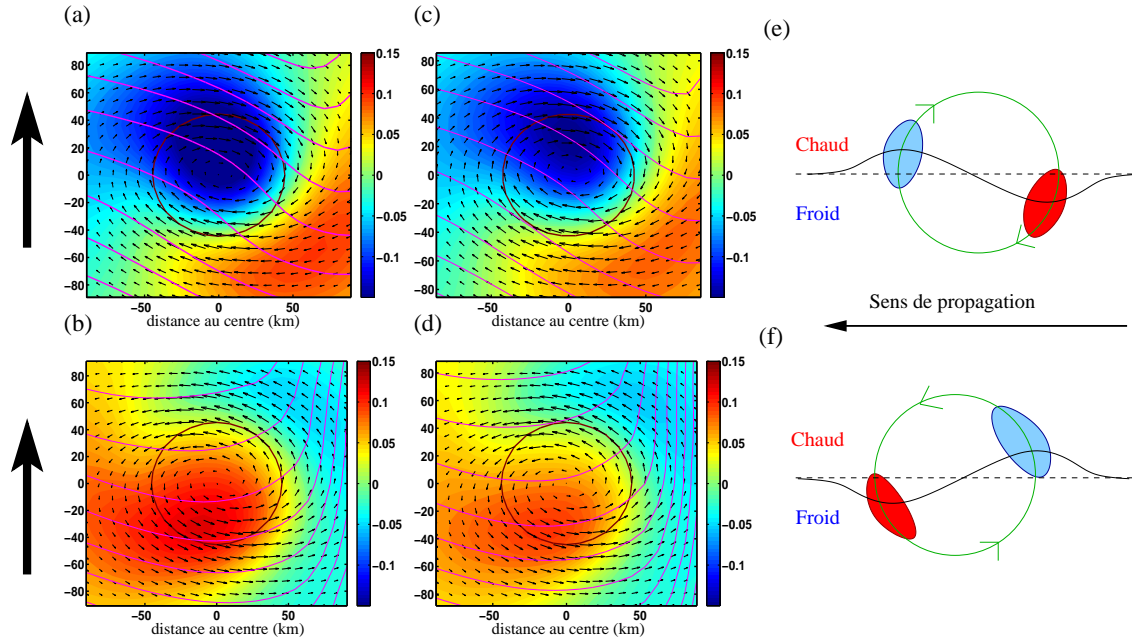


Fig. V.14 Composites des anomalies de SST ($^{\circ}\text{C}$) au dessus (a) des cyclones de CPL16C_01, (b) des anticyclones de CPL16C_01, (c) des cyclones de CPL16C_11, et (d) des anticyclones de CPL16C_11. Les composites d'anomalies de courants correspondants ont été représentés par les flèches. Le cercle noir indique le rayon moyen des tourbillons. Les contours magenta (intervalle 0.05°C) représentent les isothermes des composites de la SST de grande-échelle (l'anomalie de SST a été retranché). La direction du vent (Nord-Sud) a été représenté par une flèche noire à gauche des composites. (e)-(f) Figures adaptées de Gaube et al (2015) pour l'Hémisphère Sud : advection du gradient moyen de SST (front représenté en noir pointillé) par les anomalies de courants (cercle vert) associées à (e) un cyclone et (f) un anticyclone. Les anomalies chaudes et froides ainsi créées sont représentées, respectivement, en rouge et bleu. Le front de SST est alors déformé (ligne continue).

au centre du tourbillon ($SST' \propto SSH'$) et d'un dipôle créé par l'advection du gradient moyen sud-nord de SST par les anomalies de courants (Fig. V.14e-f).

Ces résultats suggèrent que la prise en compte des courants ne modifie pas seulement la génération d'EKE, mais tend aussi à atténuer les tourbillons déjà créés. Nous allons maintenant essayer de comprendre comment les anomalies de TV dues à la modulation du vent relatif par les courants diminue l'amplitude des tourbillons.

b Mécanismes de l'atténuation des tourbillons

Les variations spatiales de la TV induites par les courants de surface vont créer des anomalies de pompage d'Ekman qui sont susceptibles de modifier la dynamique des tourbillons. Pour le vérifier, nous allons d'abord étudier l'effet des courants de surface

sur la TV grâce à des composites des anomalies de $\|\vec{\tau}_s\|$ au dessus des tourbillons cohérents. Nous analyserons ensuite ses conséquences sur le rotationnel de TV.

Au dessus des tourbillons, des anomalies de TV vont être créées d'une part par le courant de surface mais également par l'anomalie de SST. En supposant que ces effets sont linéaires, on peut écrire :

$$\|\vec{\tau}_s\|' = \tau_{SST} + \tau_{cur} + \tau_0$$

Avec τ_{SST} représentant l'anomalie de l'intensité de la TV créée par SST', et τ_{cur} , l'anomalie de l'intensité de la TV créée par les courants. τ_0 est une constante, elle indique l'anomalie de $\|\vec{\tau}_s\|'$ qui n'est ni due à SST' ni aux courants. Il faut en effet se souvenir que, dans cette section, les anomalies sont calculées en faisant la différence entre les champs à 5 jours et les moyennes glissantes à 90 jours. Nous avons vu dans la Section III.2.1 que les anomalies calculées avec ce type de méthode peuvent encore contenir une part de grande échelle, correspondant à ce τ_0 . Au dessus d'un tourbillon, l'intensité de la TV calculée à partir du vent relatif va être diminuée quand le courant est orienté dans le même sens, et être augmentée quand il est en sens contraire : τ_{cur} devrait donc être proportionnel à la composante parallèle au vent du courant $\vec{v}_o^1 \cdot \frac{\vec{\tau}_s}{\|\vec{\tau}_s\|}$ (Duhaut and Straub, 2006). Nous allons vérifier ici que :

$$\|\vec{\tau}_s\|' = s_1 SST' + s_2 \vec{v}_o^1 \cdot \frac{\vec{\tau}_s}{\|\vec{\tau}_s\|} + \tau_0$$

et mesurer l'importance respective de $\tau_{SST} = s_1 SST'$ et de $\tau_{cur} = s_2 \vec{v}_o^1 \cdot \frac{\vec{\tau}_s}{\|\vec{\tau}_s\|}$.

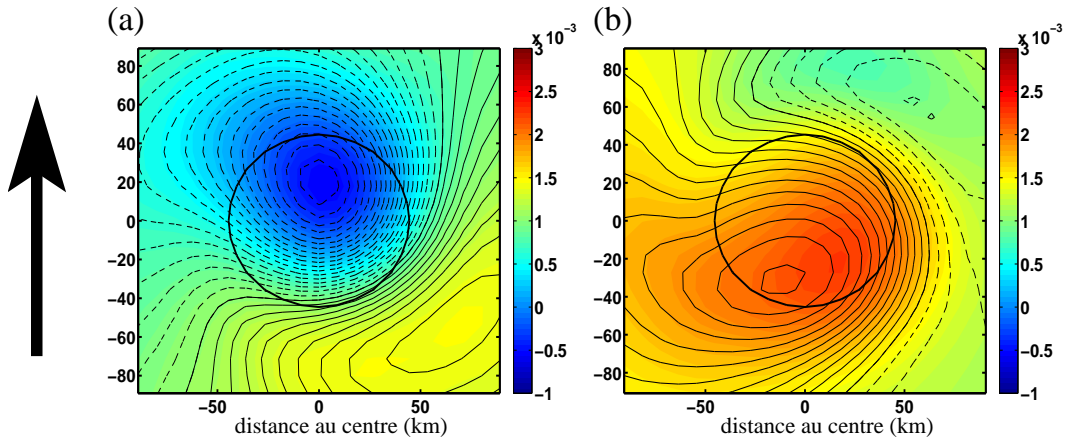


Fig. V.15 Composites de $\|\vec{\tau}_s\|'$ ($N m^{-2}$) au dessus des (a) cyclones et des (b) anti-cyclones de CPL16C_01. Les composites de SST' sont représentés en contours noirs fins. L'intervalle entre deux contours est de $0.01^\circ C$, les contours continus et pointillés indiquent des anomalies respectivement positives et négatives. Le cercle noir indique le rayon moyen des tourbillons.

Dans CPL16C_01, l'effet des courants sur la TV a été supprimé $\tau_{cur} = 0$. La

Figure V.15 montre les composites des anomalies de $\|\vec{\tau}_s\|$ dans cette simulation. $\|\vec{\tau}_s\|'$ présente des corrélations de 0.97 (Cyclones) et 0.92 (Anticyclones) avec SST' . On a donc bien $\|\vec{\tau}_s\|' = \tau_{SST} + \tau_0$ avec $\tau_{SST} = s_1 SST'$.

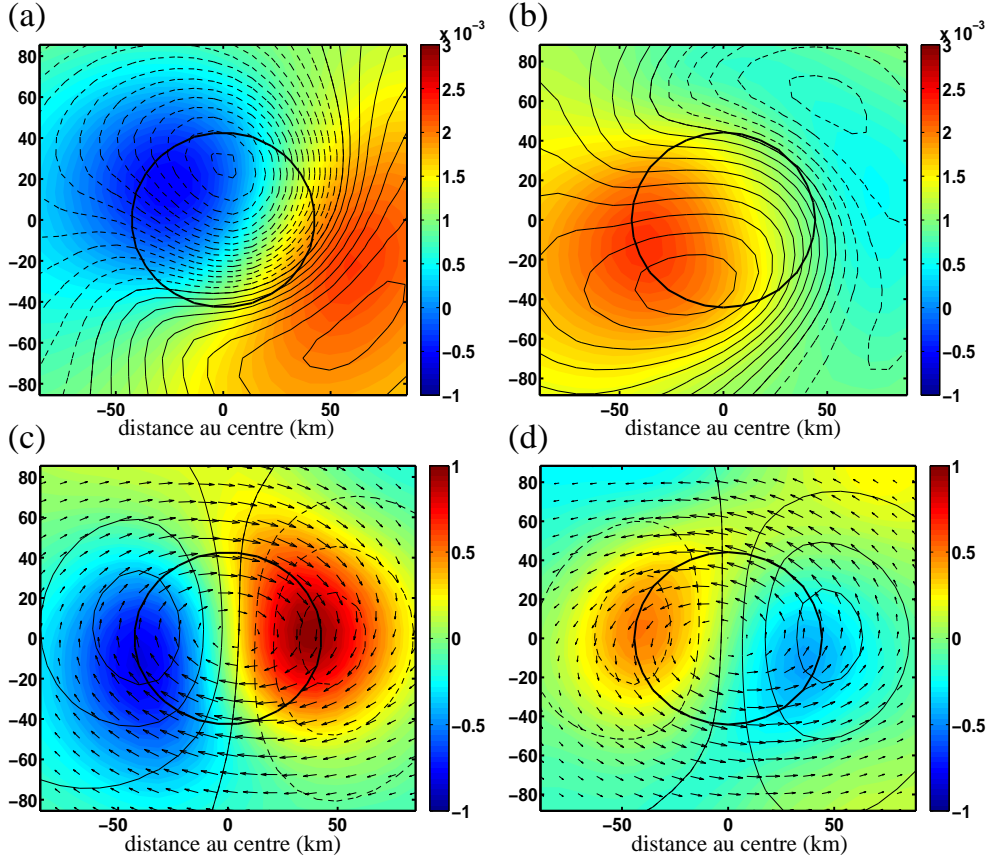


Fig. V.16 (a)-(b) Composites de $\|\vec{\tau}_s\|'$ ($N m^{-2}$) au dessus des (a) cyclones et des (b) anticyclones de CPL16C_11. Les composites de SST' sont représentés en contours noirs fins. L'intervalle entre deux contours est de $0.01^\circ C$. (c)-(d) Composites de $\|\vec{\tau}_s\|' - s_1 SST' - \tau_0$ où s_1 et τ_0 sont, respectivement, le coefficient de la régression linéaire entre $\|\vec{\tau}_s\|'$ et SST' , et son ordonnée à l'origine. En contours est représentée la composante parallèle au vent des anomalies du courant de surface (avec un intervalle de $0.02 m s^{-1}$). Composites au dessus des (c) cyclones et des (d) anticyclones de CPL16C_11. Le cercle noir indique le rayon moyen des tourbillons et les composites d'anomalies de courants ont été représentés par les flèches. Les contours continus et pointillés indiquent des anomalies respectivement positives et négatives

Dans la simulation CPL16C_11, l'effet des courants sur la TV est pris en compte. Les corrélations entre $\|\vec{\tau}_s\|'$ et SST' sont alors un peu plus faibles dans CPL16C_11 ($R=0.87$ pour les cyclones et $R=0.88$ pour les anticyclones, Fig. V.16). Nous allons nous intéresser à l'anomalie de TV non expliquée par la régression linéaire avec SST' : $\|\vec{\tau}_s\|' - s_1 SST' - \tau_0$, représentée sur les Figures V.16c et V.16d. Elle est proportion-

nelle à $\vec{v}_o^1 \cdot \frac{\vec{\tau}_s}{\|\vec{\tau}_s\|}$ (corrélation de -0.89 et -0.79, respectivement pour les cyclones et les anticyclones). On a donc $\|\vec{\tau}_s\|' = s_1 SST' + s_2 \vec{v}_o^1 \cdot \frac{\vec{\tau}_s}{\|\vec{\tau}_s\|} + \tau_0$: l'anomalie de l'intensité de la TV au dessus des tourbillons est la superposition d'une anomalie proportionnelle à SST' , τ_{SST} , et d'une anomalie proportionnelle à $\vec{v}_o^1 \cdot \frac{\vec{\tau}_s}{\|\vec{\tau}_s\|}$, τ_{cur} . τ_{SST} est l'anomalie la plus importante car elle explique à elle-seule les 3/4 de la variabilité spatiale de $\|\vec{\tau}_s\|'$, ce qui est cohérent avec la relation (0.1.1) et les chapitres III et IV. τ_{cur} n'expliquerait que ~ 15 % de cette variabilité.

Nous avons vu précédemment que la dérivation spatiale de (0.1.1) conduisait aux relations (0.1.2) et (0.1.3). On pourrait donc s'attendre à ce que la divergence des anomalies de TV au dessus des tourbillons soit proportionnelle à l'intensité du gradient de SST' parallèle au vent, et à ce que le rotationnel des anomalies de TV soit proportionnel à l'intensité du gradient de SST' perpendiculaire au vent. Nous allons à présent essayer de le vérifier.

Les composites de la Figure V.17 montrent que les anomalies de divergence de TV de CPL16C_01 sont décrites par la relation (0.1.2) : les corrélations entre $div(\vec{\tau}_s')$ et $grad_{dw}SST'$ sont de 0.96 (cyclones) et 0.94 (anticyclones).

Lorsque les courants sont utilisés pour calculer la TV, les champs sont un peu moins corrélés (0.89 et 0.88, respectivement pour les cyclones et les anticyclones), mais les variations de $grad_{dw}SST'$ expliquent toujours plus de 77 % de la variabilité de $div(\vec{\tau}_s')$. L'effet des courants est donc de second ordre, et la relation (0.1.2) reste bien vérifiée.

Nous allons à présent nous intéresser au rotationnel de TV. La relation (0.1.3) est également vérifiée ($R=0.97$ et $R=0.84$, respectivement pour les cyclones et les anticyclones) dans les composites de CPL16C_01 représentés Figure V.18.

Cependant, lorsque la TV est calculée à partir du vent relatif, le rotationnel des courants de surface est si intense (il dépasse $5.5 \text{ mm s}^{-1} \text{ km}^{-1}$ au centre des tourbillons) que $curl(\vec{\tau}_s')$ est largement modifié (Fig. V.19). Les corrélations entre $curl(\vec{\tau}_s')$ et $grad_{cr}SST'$ ne sont que de 0.48 dans CPL16C_11. Le rotationnel de TV est principalement corrélé à celui des courants de surface ($R=-0.89$ et $R=-0.9$, respectivement pour les cyclones et les anticyclones). Notons s_2 le coefficient de régression linéaire.

Dans CPL16C_11, $curl(\vec{\tau}_s') - s_2 curl(\vec{v}_o')$ est bien proportionnel à $grad_{cr}SST'$: les corrélations sont de 0.92 pour les cyclones et 0.88 pour les anticyclones. L'amplitude des anomalies créées par $grad_{cr}SST'$ est jusqu'à 3 fois plus faible que $s_2 curl(\vec{v}_o')$ (cyclones). Les anomalies de rotationnel de TV créées au dessus des tourbillons sont donc la somme de l'effet des courants de surface ($curl(\vec{\tau}_s') \propto curl(\vec{v}_o')$) et de la meso-échelle de SST ($curl(\vec{\tau}_s') \propto grad_{cr}SST'$). Cependant, l'influence des courants est dominante sur celles des anomalies de SST (ce qui n'était pas le cas pour les anomalies d'intensité et de divergence de TV), ce qui est cohérent avec les observations satellites (Gaube et al, 2015).

Bien que les anomalies de la TV soient dominées par l'effet de la meso-échelle de SST, 80 % de la variabilité spatiale du rotationnel de TV est expliqué par l'effet des courants. Ces anomalies positives (cyclones) ou négatives (anticyclones) centrées sur le

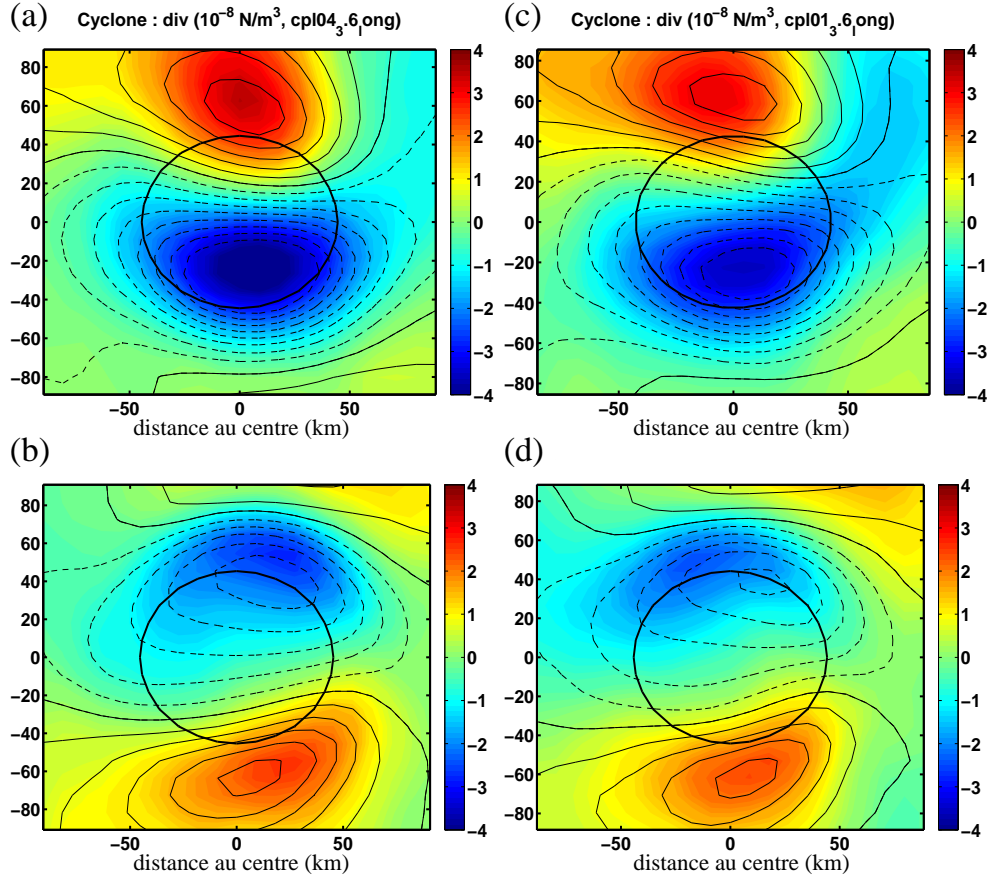


Fig. V.17 Composites de $\text{div}(\vec{\tau}_s')$ (10^{-8} N m^{-3}) au dessus (a) des cyclones de CPL16C_01, (b) des anticyclones de CPL16C_01, (c) des cyclones de CPL16C_11, et (d) des anticyclones de CPL16C_11. En contours sont représentés les composites de $\text{grad}_{dw} SST'$ ($10^{-5} \text{ }^\circ\text{C m}^{-1}$), avec un intervalle de $0.5 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C m}^{-1}$. Les traits continus et pointillés indiquent des anomalies respectivement positives et négatives. Le cercle noir indique le rayon moyen des tourbillons.

tourbillon vont créer un pompage d'Ekman qui va atténuer la vorticité du tourbillon dans CPL16C_11 et pourraient ainsi expliquer les différences entre les deux simulations (Dewar and Flierl, 1987). En effet, un bilan de vorticité barotrope ς intégré sur la verticale (Gaube et al, 2015) donne :

$$D \frac{d\varsigma}{dt} = f W_{Ek}$$

où f est le paramètre de Coriolis et D est l'échelle verticale des tourbillons. En considérant $W_{Ek} = \frac{\text{curl}(\vec{\tau}_s)}{\rho_0 f} = \frac{s_2 \varsigma}{\rho_0 f}$ (avec ρ_0 , la densité de l'eau), on obtient donc :

$$D \frac{d\varsigma}{dt} = \frac{s_2 \varsigma}{\rho_0}$$

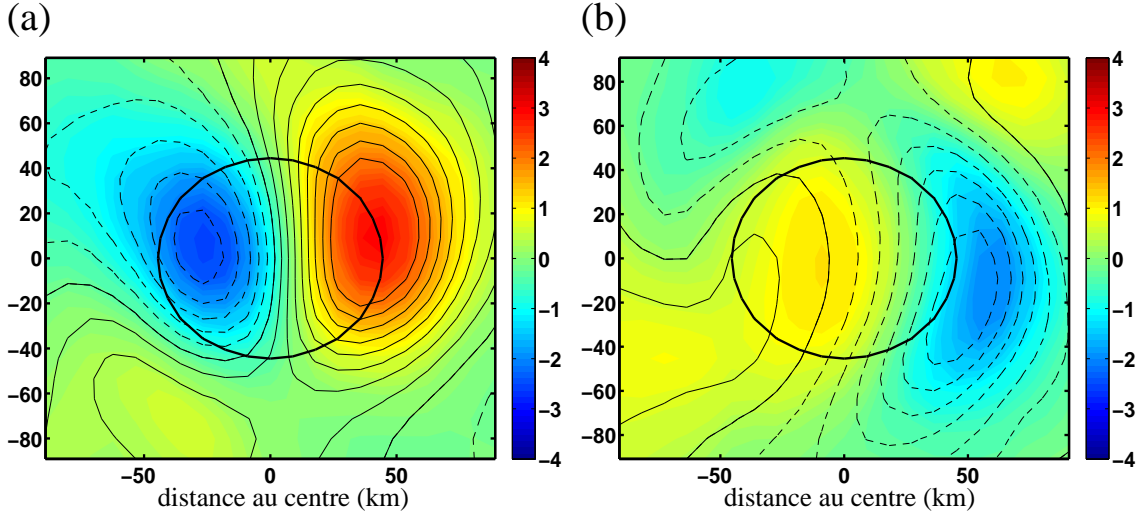


Fig. V.18 Composites de $\text{curl}(\vec{\tau}_s')$ (10^{-8} N m^{-3}) de CPL16C_01 au dessus (a) des cyclones et (b) des anticyclones. En contours sont représentés les composites de $\text{grad}_{cr} SST'$ ($10^{-5} \text{ }^{\circ}\text{C m}^{-1}$), avec un intervalle de $0.5 \cdot 10^{-5} \text{ }^{\circ}\text{C m}^{-1}$. Les traits continus et pointillés indiquent des anomalies respectivement positives et négatives. Le cercle noir indique le rayon moyen des tourbillons.

La modulation de la TV par les courants associés au tourbillon entraînerait alors une décroissance exponentielle de la vorticité avec un temps de décroissance de ζ , $T = -\frac{\rho_0 D}{s_2}$.

V.1.3 Discussion des résultats

Nous avons donc comparé deux simulations dans laquelle la TV est calculée à partir du vent relatif (CPL16C_11) ou du vent absolu (CPL16C_01). Les différences entre les champs moyens de CPL16C_11 et CPL16C_01 restent d'amplitude inférieure à 3%, même dans la région côtière où les courants sont les plus forts. Ce résultat est partiellement dû à la modification du vent absolu de surface, qui est plus fort dans CPL16C_11 et atténue les différences de TV entre les simulations.

La meso-échelle de la TV est également peu modifiée (2 %) par la prise en compte des courants. L'intensité des anomalies de SST diminue cependant de 10 %. Les anomalies de $\|\vec{\text{grad}}(SSH)\|$ sont atténuées d'un tiers dans CPL16C_11. L'intensité des courants de surface de meso-échelle est alors également diminuée de 30 % dans cette simulation, et l'EKE moyenne entre 0 et 400 m de profondeur est réduite de 20 %.

Cette réduction de la meso-échelle océanique est due à une génération d'EKE plus faible dans CPL16C_11, mais aussi à une atténuation des anomalies de SSH déjà formées. C'est le travail des anomalies de TV qui explique la diminution de la création d'EKE. Les tourbillons cohérents s'atténuent ensuite sous l'action du pompage d'Ekman induit par la modulation de la TV par les courants de surface.

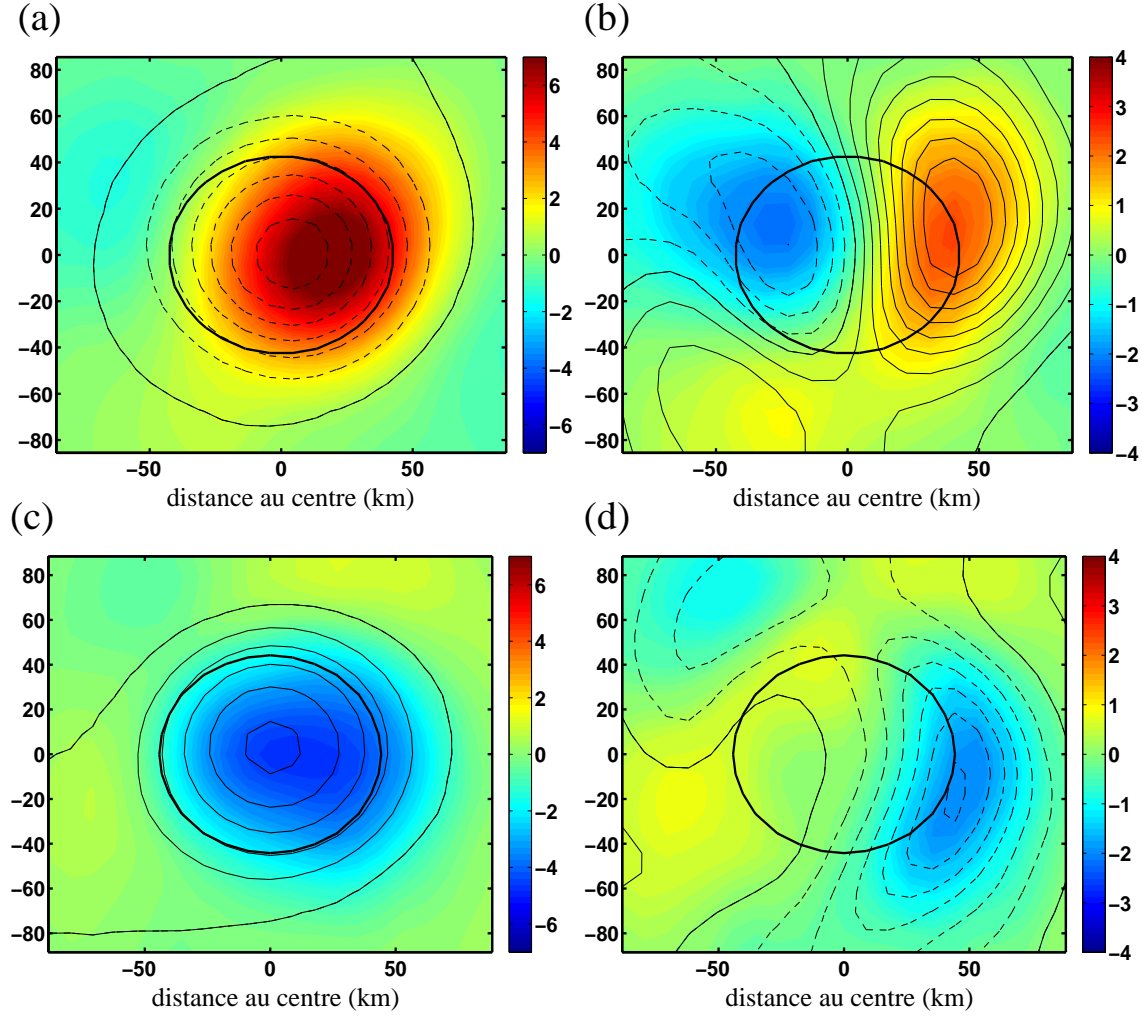


Fig. V.19 (a)-(b) Composites de $\text{curl}(\vec{\tau}_s')$ (10^{-8} N m^{-3}) de CPL16C_11 au dessus (a) des cyclones, (b) des anticyclones. En contours sont représentés les composites de $\text{curl}(\vec{v}_o')$, avec un intervalle de $1 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ entre chaque. (c)-(d) Composites de $\text{curl}(\vec{\tau}_s') - s_2 \text{curl}(\vec{v}_o')$ (10^{-8} N m^{-3}) de CPL16C_11 au dessus (c) des cyclones, et (d) des anticyclones. En contours sont représentés les composites de $\text{grad}_{cr} SST'$ ($10^{-5} \text{ }^\circ\text{C m}^{-1}$), avec un intervalle de $0.5 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C m}^{-1}$. Les traits continus et pointillés indiquent des anomalies respectivement positives et négatives. Le cercle noir indique le rayon moyen des tourbillons.

Notre étude a donc permis de mettre en évidence une modification de l'activité tourbillonnaire par la réponse de la TV aux anomalies de courant de surface. Afin de prendre en compte cet effet, certaines études de modélisation océanique forcée (*e.g.* Zhai and Greatbatch, 2007; Eden and Dietze, 2009; Munday and Zhai, 2015) utilisent une formule de type “bulk”, qui permet au modèle de calculer la TV à partir d'un

forçage de vent à 10 m (\vec{v}_{10m}), et de la vitesse de surface de l'océan \vec{v}_1^o :

$$\vec{\tau}_s = \rho_a C_d \|\vec{v}_{10m} - \vec{v}_1^o\|^2 \frac{\vec{v}_{10m} - \vec{v}_1^o}{\|\vec{v}_{10m} - \vec{v}_1^o\|}$$

Où ρ_a est la densité de l'air à la surface et C_d est le coefficient de traînée. C_d peut être constant ($1.2 \cdot 10^{-3}$ dans [Eden and Dietze, 2009](#); [Hutchinson et al, 2010](#)), ou dépendant de la vitesse du vent (en utilisant, par exemple, la formulation de [Large and Pond, 1981](#)), voire, également, de la différence de température entre la SST et l'air à la surface de l'océan ([Zhai and Greatbatch, 2007](#)).

Une telle méthode ne prend pas en compte une éventuelle réponse dynamique de la CLA à la modulation de la TV par les courants, qui pourrait alors également modifier \vec{v}_{10m} . Nous avons pourtant vu, près de la côte, que le vent absolu était modifié par l'action des courants sur la TV. La modulation du vent de surface (absolu) moyen tend à atténuer la différence de TV moyenne entre les deux simulations. Cette rétroaction négative ne peut pas être représentée dans une simulation utilisant une formule bulk considérant que le vent de surface absolu n'est pas modifié. Pour pouvoir simuler l'influence des courants de surface sur la TV, il est nécessaire de modéliser toute la réponse de la CLA, et, donc, d'utiliser un modèle couplé. La TV doit alors être calculée par le modèle d'atmosphère à partir du vent relatif, avant d'être transmise au modèle océanique.

L'étude de [Seo et al \(2015\)](#) utilise bien un modèle couplé WRF-ROMS. Cependant, la TV de vent utilisée par ROMS est obtenue par une formule bulk à partir de la vitesse du vent de surface de WRF. Cela pose deux problèmes : tout d'abord, les conditions de flux de moment à l'interface air-mer (TV) sont différentes dans WRF et dans NEMO. Le transfert d'énergie entre l'atmosphère et l'océan est donc incohérent. Ensuite, la TV est calculée par WRF sans utiliser les courants de surface. Le modèle ne pourra donc pas simuler une éventuelle réponse du vent de surface (absolu) à la modulation de la TV par les courants.

Les simulations forcées montrent que le travail du vent est de 17 % ([Zhai and Greatbatch, 2007](#)) à 35 % ([Duhaut and Straub, 2006](#)) plus faible lorsque la TV est calculée à partir du vent relatif. L'EKE est alors de 10 % ([Zhai and Greatbatch, 2007](#)) à 50 % ([Eden and Dietze, 2009](#)) moins intense. [Seo et al \(2015\)](#) constate que le terme $F_e K_e$ et l'EKE sont, respectivement 24 % et 42 % plus intenses lorsque le modèle océanique utilise le vent absolu pour déterminer la TV. Les résultats présentés dans cette thèse sont donc cohérents avec les études précédentes.

Nous avons vu que les corrélations associées aux relations (0.1.1) et (0.1.2) sont toujours supérieures à 0.87. Au contraire, quand les effets des courants sur la TV sont pris en compte, la corrélation associée à la relation (0.1.3) n'est que de 0.48 car la vorticité des courants de surface associés aux tourbillons est très forte. Cet effet pourrait donc expliquer que les corrélations associées à la relation (0.1.2) soient systématiquement plus élevées que celles de la relation (0.1.3) dans les observations satellites et dans notre modèle (Sec. III.1.1).

Les composites ont montré que la différence de l'amplitude des tourbillons entre les deux simulations augmente durant la vie des tourbillons. Les simulations ont per-

mis de mesurer que cette atténuation supplémentaire dans CPL16C_01 représente en moyenne 10 % de l'amplitude des anomalies de SSH. Les anomalies de pompage d'Ekman induites par la modulation de la TV par les courants pourraient expliquer ce phénomène (Dewar and Flierl, 1987; Gaube et al, 2015). Pour vérifier que la décroissance associée à ce pompage d'Ekman conduit effectivement à une atténuation moyenne de 10 % durant la durée de vie du tourbillon, il faudrait calculer le temps de décroissance associée au pompage d'Ekman $T = -\frac{\rho_0 D}{s_2}$, et donc obtenir une estimation de D au préalable. Une analyse de la structure verticale des tourbillons serait donc nécessaire.

V.2 Impacts de l'influence de la meso-échelle de SST

Nous allons à présent étudier les conséquences sur la dynamique océanique de la réponse atmosphérique à la meso-échelle de SST en comparant CPL16C_01 et CPL16C_02. Dans la simulation CPL16C_02, la SST utilisée par WRF pour calculer les conditions limites à l'interface air-mer est préalablement lissée par le coupleur (voir Chap. I). Afin de distinguer le champ de SST calculé par NEMO, de celui reçu par WRF, nous appellerons le premier SST-NEMO, et le second SST-WRF. Dans CPL16C_01, SST-NEMO et SST-WRF sont égales.

V.2.1 Impacts de la réponse de la TV à la meso-échelle de SST sur la circulation océanique

a Champs moyens près de la côte

Lorsqu'on moyenne de 2003 à 2008, à plus de 300 km de la côte, la SST-NEMO de CPL16C_02 ne contient plus de meso-échelle océanique, elle est alors égale à SST-WRF. Dans les 100 km les plus proches du continent, le lissage de la SST par OASIS réduit fortement l'intensité du gradient côte-large associé à l'upwelling (Fig. V.20a). Celui-ci est alors comparable à celui d'un forçage du modèle atmosphérique par les observations satellite OSTIA. A la côte, les températures de SST-WRF de basse résolution sont alors 2.3 °C plus chaudes que celles de SST-NEMO.

Dans les 100 km les plus proches du continent, le gradient de SST calculé par le modèle océanique est 1.3 fois plus intense dans CPL16C_02 que dans CPL16C_01. A la côte, les eaux en surface sont alors 0.8 °C plus froides.

Les différences de SST-NEMO entre les deux simulations semblent suggérer un upwelling renforcé dans CPL16C_02, ce que confirment les vitesses verticales de la Figure V.20b : entre 0 et 100 km de distance de la côte, elles sont en moyenne ~ 10 % plus fortes lorsque la SST-WRF est lissée par OASIS.

Cet upwelling plus intense dans CPL16C_02 peut s'expliquer par un transport d'Ekman renforcé à la côte. En effet, le gradient côte-large de SST-WRF plus faible dans CPL16C_02 que dans CPL16C_01 entraîne un gradient de l'intensité de la TV également plus faible entre 0 et 300 km cette simulation (Fig. V.20c), ce qui est cohérent avec la relation (0.1.1). Cela conduit à des différences de TV notables entre CPL16C_02 et

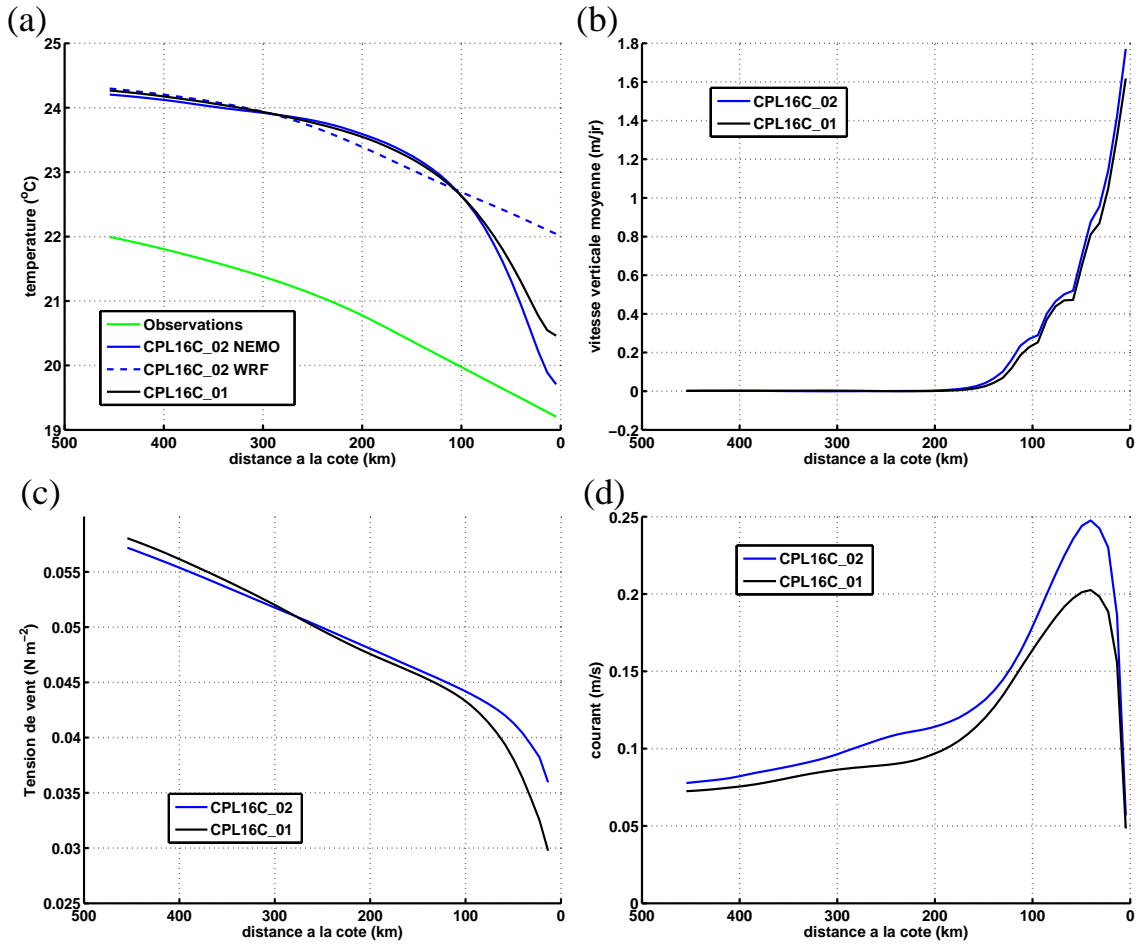


Fig. V.20 SST, vitesse verticale, TV et courant parallèles à la côte, en fonction de la distance à la côte. Moyennes entre 7 °S et 13 °S, de 2003 à 2008. (a) SST (°C). La courbe verte représente les observations MW OI interpolées sur la grille du modèle et extrapolées dans la bande côtière (~ 100 km) où il n'y a pas de données. La SST de CPL16C_02 filtrée puis transmise à WRF par OASIS est indiquée par la courbe pointillée bleu. (b) Vitesse verticale moyenne entre 0 et 150 m de profondeur. (c) TV parallèle à la côte (N m^{-2}). (d) Courant de surface parallèle à la côte (m s^{-1}). Courbe bleu continue : CPL16C_02, courbe noire : CPL16C_01.

CPL16C_01 dans les derniers 100 km. A la côte, la TV de CPL16C_02 est alors ~ 20 % plus forte.

La TV renforcée près de la côte tend à intensifier le PCC de CPL16C_02 (Figure V.20d). Les vitesses maximales sont 25 % plus fortes que dans CPL16C_01, et la largeur du PCC (vitesses $> 10 \text{ cm s}^{-1}$) est de 300 km (au lieu de 200 km dans CPL16C_01).

Les différences entre les deux simulations à plus de 30 m sous la surface sont limitées (Fig. V.21) : la profondeur maximale du PCC (50 m dans CPL16C_01, et 55 m

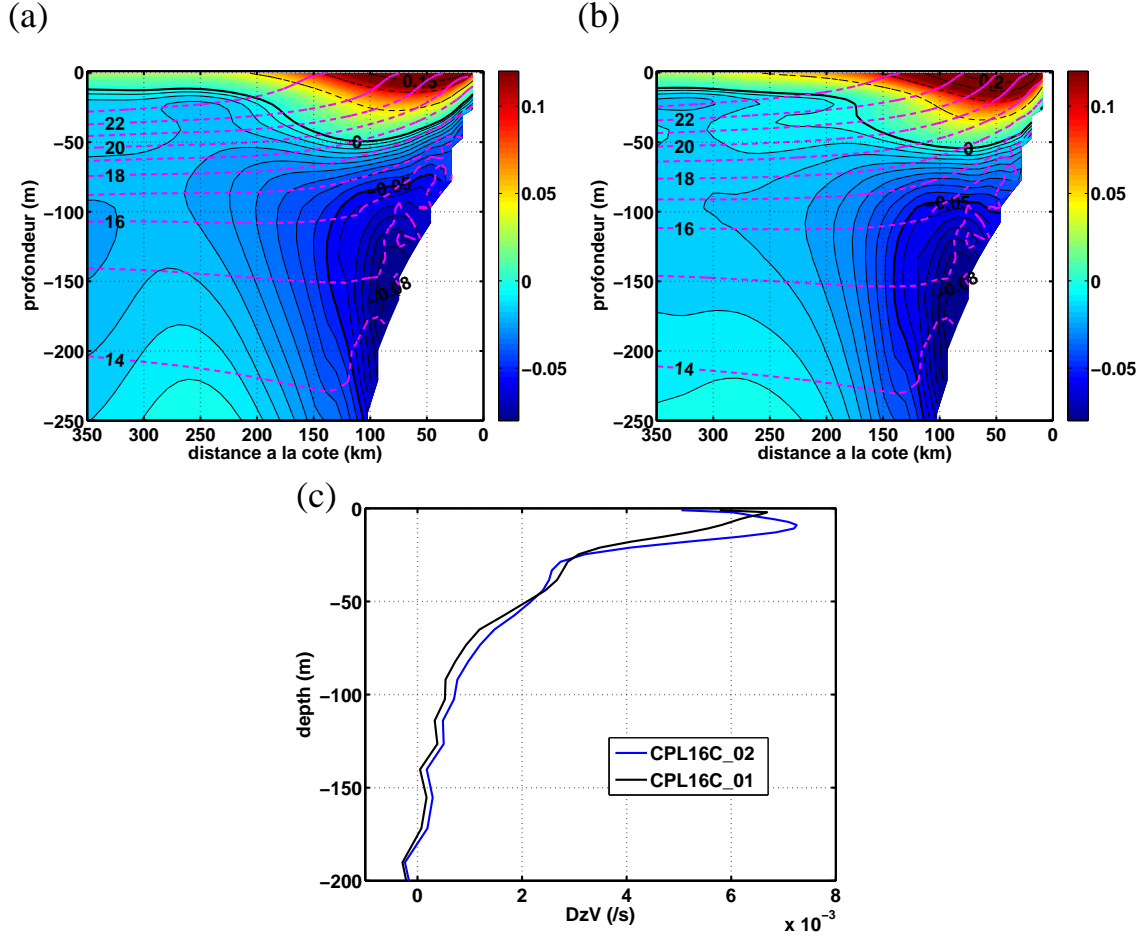


Fig. V.21 (a)-(b) Section verticale moyenne entre 7°S et 13°S et de 2003 à 2008 de la vitesse parallèle à la côte (en couleurs, m s^{-1}) et de la température (contours magenta, en $^{\circ}\text{C}$, avec un intervalle de 1°C entre chaque contour) de (a) CPL16C_01 et (b) CPL16C_02. Les contours noirs fins continus et pointillés correspondent à des vitesses respectivement négatives et positives (avec un intervalle de $5 \cdot 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$). Les contours noirs épais indiquent des vitesses nulles ou égales à $5 \cdot 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$. (c) Cisaillement vertical moyen (s^{-1}) de la vitesse parallèle à côte, entre 7°S et 13°S , de 0 à 200 km de la côte, et de 2003 à 2007, de CPL16C_01 (noir) et CPL16C_02 (bleu).

dans CPL16C_02) est à peine modifiée, et le coeur du PCUC présente des vitesses maximales de 8 cm s^{-1} (en valeur absolue) entre 150 et 200 m de profondeur dans les deux simulations.

Cependant, la Figure V.21c montre que les modifications de la circulation côtière lorsqu'on filtre la SST-WRF induisent une augmentation du cisaillement vertical de vitesse. En effet, celui-ci est $\sim 15\%$ plus fort dans CPL16C_02 que dans CPL16C_01, entre 0 et 200 m de profondeur et entre 0 et 200 km au large. Le cisaillement vertical des courants dans cette région est source d'instabilité barocline, contribuant à créer de l'EKE (Sec. V.2.1c). L'activité de méso-échelle pourrait donc être plus forte dans CPL16C_02.

b Champs de meso-échelle

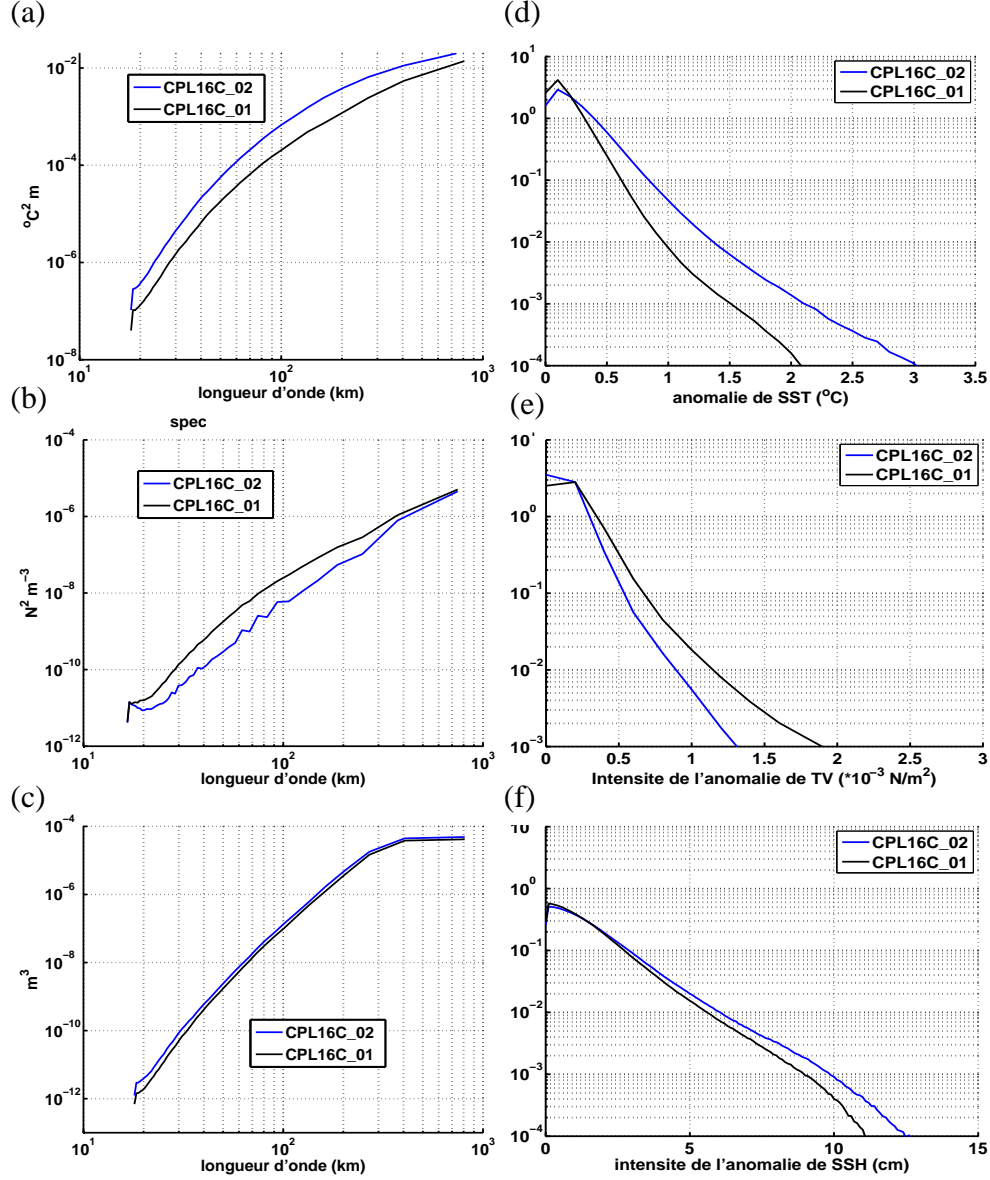


Fig. V.22 (a)-(b)-(c) Spectres (a) de SST-NEMO, (b) d'intensité de la TV, et (c) de SSH. (d)-(e)-(f) PDF de l'amplitude des anomalies de meso-échelle de (d) $\|\vec{\tau}_s\|$, (e) SST, et (f) SSH. Les spectres et les PDF ont été calculés à partir des champs moyennés à 5 jours, de 2003 à 2008, entre 7 °S et 30 °S et à moins de 750 km de la côte. Les anomalies de meso-échelle sont calculées à l'aide du filtre gaussien défini Sec. I.3.1. Courbe noire : CPL16C_01, courbe bleue : CPL16C_02.

Le spectre de SST-NEMO de CPL16C_02 est effectivement 133 % plus énergétique que celui de CPL16C_01 à toutes les échelles (Fig. V.22a). Les variations de SST sont donc plus fortes dans cette simulation, en particulier celles associées à la meso-échelle océanique (Fig. V.22d). L'intensité moyenne des anomalies de meso-échelle de SST est de 0.24 °C dans CPL16C_02 et de 0.16 °C dans CPL16C_01, soit une différence de 50 %. Il y a donc une rétroaction négative sur la meso-échelle de SST de la réponse atmosphérique aux anomalies de SST.

Les anomalies de SST-NEMO ne créent pas d'anomalies d'intensité de TV dans CPL16C_02. En conséquence, la meso-échelle de $\|\vec{\tau}_s\|$ est plus faible : le spectre de l'intensité de la TV de cette simulation est 40 % moins énergétique que celui de CPL16C_01 (Fig. V.22b). Les différences sont maximales pour des longueurs d'onde comprises entre 20 et 300 km (c'est-à-dire celles filtrées par le lissage, voir Fig. III.13). L'intensité moyenne des anomalies de meso-échelle de $\|\vec{\tau}_s\|$ est de $1.23 \cdot 10^{-3} \text{ N m}^{-2}$ dans CPL16C_02 et de $1.69 \cdot 10^{-3} \text{ N m}^{-2}$ dans CPL16C_01, soit une diminution de $\sim 25 \%$.

La différence entre les spectres de SSH des deux simulations est moins marquée ($\sim +25 \%$ dans CPL16C_02, Fig. V.22c) qu'entre ceux de SST. De même, les PDF de SSH' (Fig. V.22f) montrent moins de différence que celles de SST' : l'intensité moyenne de SSH' est de 1.50 cm dans CPL16C_02 et de 1.35 cm dans CPL16C_01, soit une différence de -10 % seulement.

En conséquence, l'atténuation de l'EKE dans CPL16C_01 par rapport à CPL16C_02 est de $\sim 10 \%$ entre 0 et 500 km de la côte, de 7 °S à 30 °S (Fig. V.23).

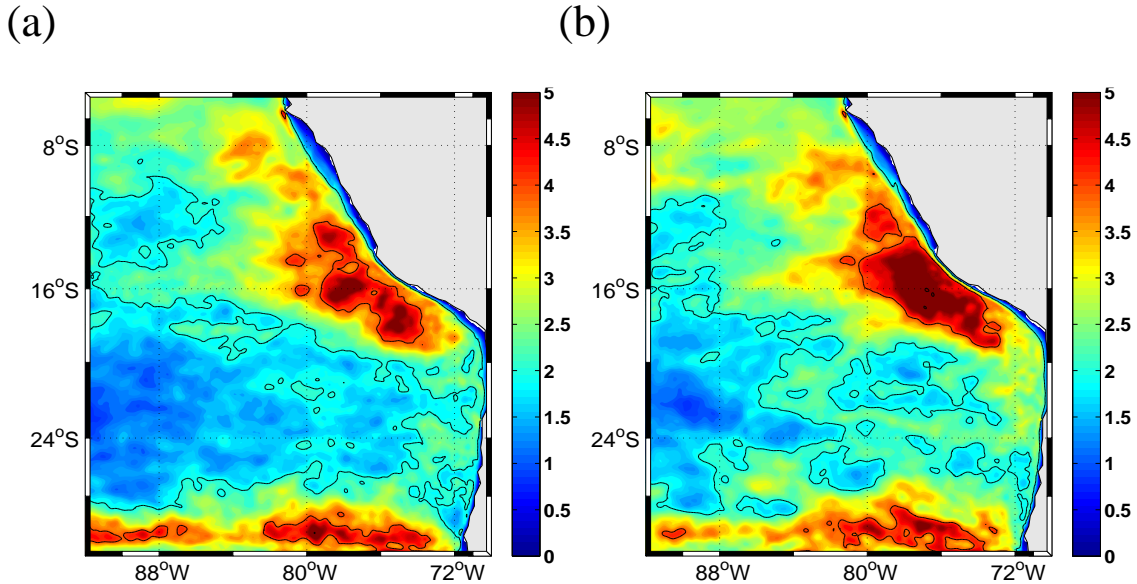


Fig. V.23 Energie cinétique tourbillonnaire (EKE) intégrée de 0 à 400 m de profondeur ($\text{m}^3 \text{s}^{-2}$), moyenne de 2003 à 2008, pour (a) CPL16C_01 et (b) CPL16C_02. L'EKE est calculée à partir des anomalies de courants journaliers par rapport à la climatologie mensuelle.

Ces résultats montrent donc une EKE environ 10 % plus faible dans CPL16C_01, alors que les anomalies de SST sont environ 30 % plus faible. Cette rétroaction plus marquée sur la SST que sur les courants océaniques pourrait être expliquée par deux raisons :

- Tout d'abord, la meso-échelle générée près de la côte pourrait présenter des anomalies de températures plus fortes dans CPL16C_02 car la différence de SST entre la bande côtière et le large est plus grande que dans CPL16C_01.
- Les interactions océan-atmosphère pourraient également atténuer les anomalies de SST sans diminuer l'amplitude des courants océaniques de meso-échelle. De nombreuses études (*e.g.* Kuwano-Yoshida et al, 2010; Byrne et al, 2015) ont, en effet, montré que les anomalies positives de SST entraînent une plus forte évaporation, qui refroidit la SST. De plus, la couverture nuageuse est épaissie, ce qui réduit le flux solaire incident et donc l'intensité de l'anomalie de SST (*e.g.* Bourras et al, 2004; Frenger et al, 2013; Piazza et al, 2015). Un taux d'évaporation plus élevé et un flux solaire plus faible au dessus des anomalies chaudes va également contribuer à atténuer ces dernières.

c Génération d'énergie cinétique tourbillonnaire

Dans CPL16C_01, la génération d'EKE entre 0 et 200 km de la côte est 35 % moins forte que dans CPL16C_02 (Fig V.24). De plus, dans CPL16C_02, la largeur de la bande côtière où le terme $F_e K_e + K_m K_e + P_e K_e$ est supérieur à $0.5 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-3}$ est de 300 km (au lieu de 200 km), ce qui est cohérent avec l'élargissement du PCC, source majeure d'instabilités, de 200 à 300 km.

Entre 0 et 200 km du continent, la différence entre la création d'EKE de CPL16C_02 et CPL16C_01 est due à 80 % au terme $P_e K_e$. Le taux de conversion barocline plus fort dans CPL16C_02 peut être expliqué par le cisaillement vertical de vitesse renforcé dans cette simulation.

En résumé, l'influence de la meso-échelle de SST sur l'atmosphère modifie donc la circulation océanique côtière, diminuant le taux de conversion barocline. La génération d'EKE est alors diminuée de 35 %. Par ailleurs, on constate également que l'EKE est 10 % plus faible, et que l'amplitude des anomalies de SST est diminuée de 30 %.

V.2.2 Impacts de la réponse de la TV à la meso-échelle de SST sur les tourbillons océaniques

a Caractéristiques des tourbillons

Les composites de tourbillons cohérents détectés dans CPL16C_02 ont également été calculés. La différence d'amplitude des anomalies de SSH par rapport à CPL16C_01 n'est que de 10-15 %, (Fig V.25), ce qui est cohérent avec les résultats précédents. Les anomalies de courants associées sont alors également 10-15 % plus fortes dans CPL16C_02. La différence entre les simulations est beaucoup plus marquée en ce qui concerne les anomalies de SST, qui sont environ 80 % plus fortes dans CPL16C_02. Les composites d'anomalie de SSH au dessus des tourbillons, le jour où ils sont détectés pour la première fois montrent une différence d'amplitude de SSH' de 10-15 % entre les simulations (Table V.2). La différence ne s'accroît donc pas au cours de la vie des tourbillons. Au contraire, au premier jour de leur vie, les cyclones de CPL16C_02

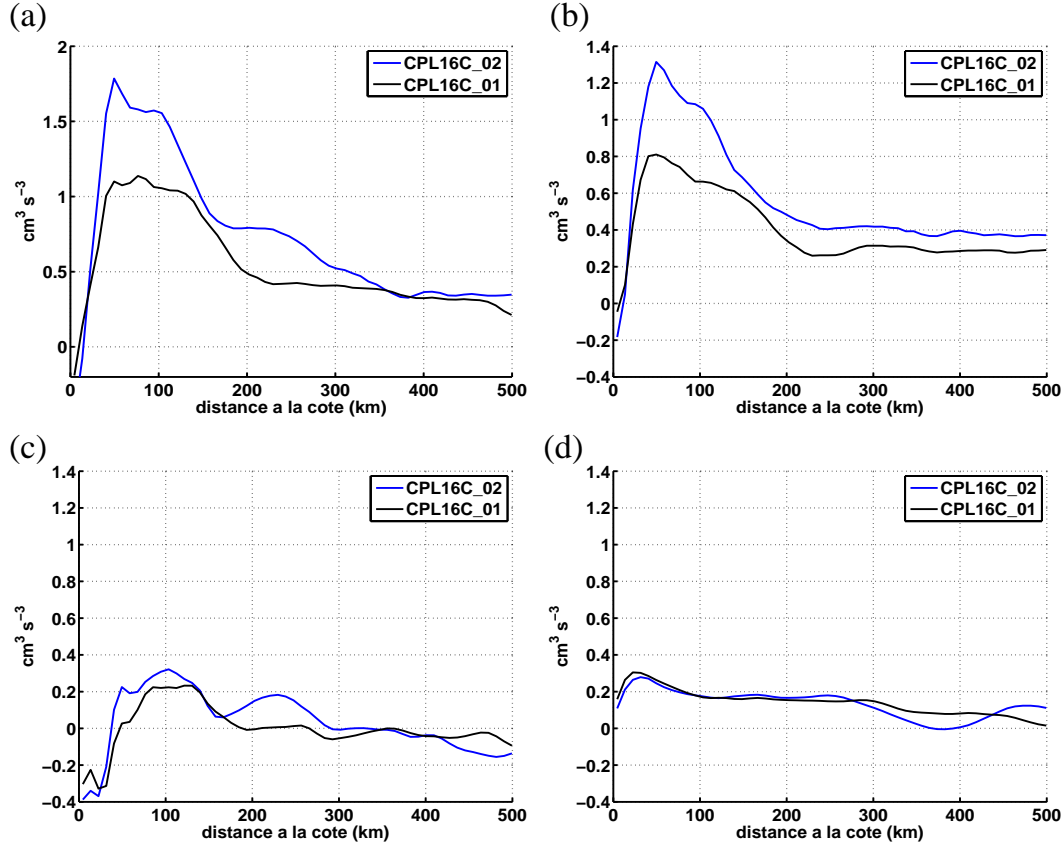


Fig. V.24 Termes de générations d'EKE ($\text{cm}^3 \text{s}^{-3}$) en fonction de la distance à la côte, moyennés entre 7°S et 27°S et de 2003 à 2008 : (a) $F_e K_e + K_m K_e + P_e K_e$ (b) $P_e K_e$ (c) $K_m K_e$ et (d) $F_e K_e$. Les courbes noires et bleues indiquent, respectivement, les simulations CPL16C_01 et CPL16C_02. Les termes $K_m K_e$ et $P_e K_e$ sont intégrés de 400 m de profondeur à la surface.

		Cyclones	Anticyclones
(a)	Premier jour de la vie des tourbillons	14 %	10 %
	Moyenne sur toute la vie des tourbillons	11 %	16 %
(b)	Premier jour de la vie des tourbillons	44 %	38 %
	Moyenne sur toute la vie des tourbillons	100 %	60 %

Table V.2 (a) Différence entre le maximum du composite de $|SSH'|$ de CPL16_01 et celui de CPL16C_02, calculée à partir des composites sur l'ensemble des tourbillons ("moyenne sur toute la vie des tourbillons") ou sur uniquement sur le premier jour où les tourbillons sont détectés ("Premier jour de la vie des tourbillons"). (b) Idem pour $|SST'|$

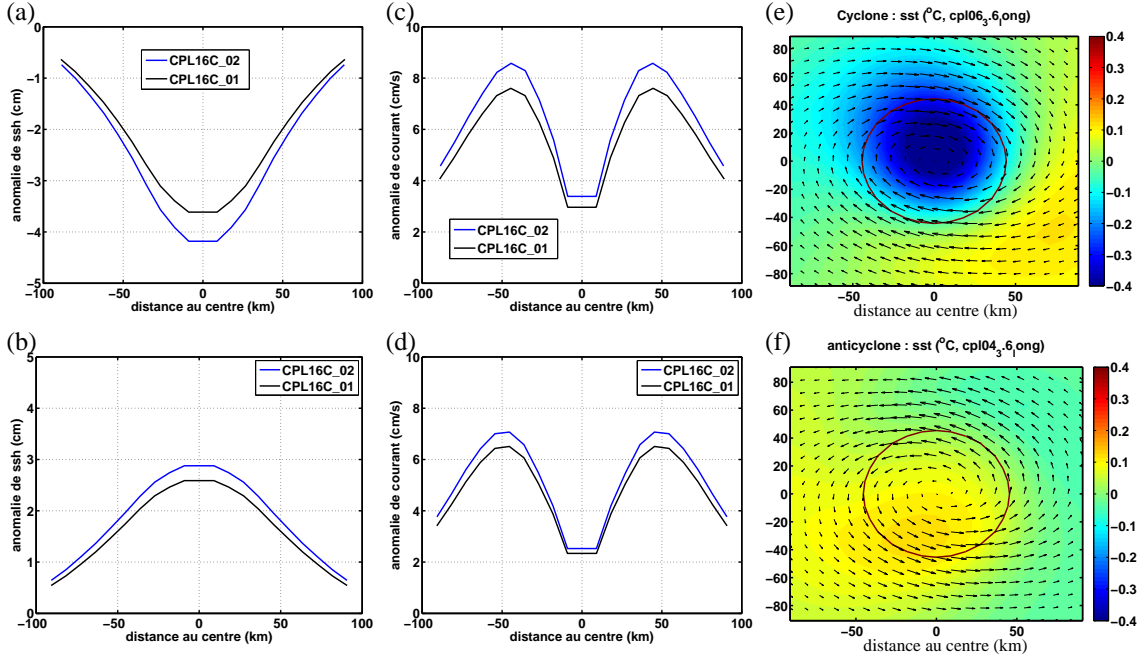


Fig. V.25 (a)-(b) Intensité moyenne (cm) du composite de SSH' au dessus (a) des cyclones et (b) des anticyclones, en fonction de la distance au centre du tourbillon. (c)-(d) Intensité moyenne (cm s^{-1}) du composite de courant au dessus (c) des cyclones et (d) des anticyclones, en fonction de la distance au centre. Courbes bleues : CPL16C_02 et courbes noires : CPL16C_01. (e)-(f) Composites des anomalies de SST ($^{\circ}\text{C}$) au dessus (e) des cyclones et (f) des anticyclones de CPL16C_02. Les composites d'anomalies de courants correspondants ont été représentés par les flèches. Le cercle noir indique le rayon moyen des tourbillons.

présentent des anomalies de SST $\sim 40\%$ plus forte que celle de CPL16C_01. Cette différence va donc ensuite être multipliée par 2 en moyenne durant la vie des tourbillons.

En résumé, non seulement l'amplitude des anomalies de SST créées dans CPL16C_01 est 40% moins forte, mais elle va être plus atténuée durant la vie des tourbillons. L'intensité des tourbillons créés est également moins forte dans CPL16C_01 mais, ensuite, leur atténuation reste similaire à celle de CPL16C_02. Nous allons essayer de comprendre comment les anomalies de SST pourraient être atténuées sans que cela ne modifie les courants océaniques.

b Réponse de la TV au dessus des tourbillons

Nous avons déjà vu dans la Section V.1.2 la réponse de la TV au dessus des tourbillons de CPL16C_01 : les anomalies de $\|\vec{\tau}_s\|$ sont proportionnelles à celles de SST'. Cela crée alors un rotationnel de TV d'amplitude $\text{curl}(\vec{\tau}_s')$ proportionnelle à $\text{grad}_{cr} \text{SST}'$ (Fig. V.18). Les composites de CPL16C_02 permettent de vérifier que ces anomalies sont bien dues aux anomalies de SST car elles sont inférieures à $0.5 \cdot 10^{-8} \text{ N m}^{-3}$ dans cette simulation (Fig. V.26).

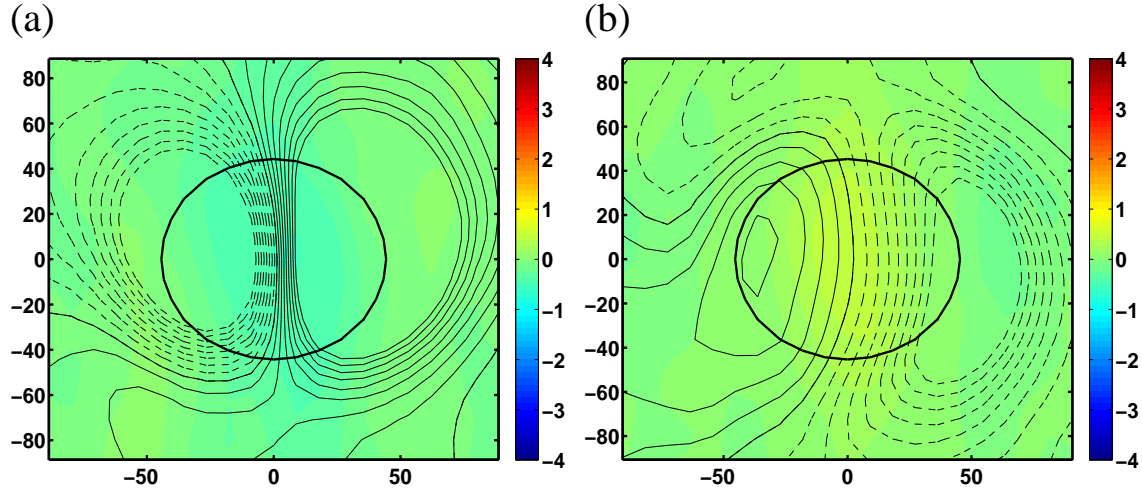


Fig. V.26 Composites de $\text{curl}(\vec{\tau}_s')$ (10^{-8} N m^{-3}) au dessus (a) des cyclones de CPL16C_02, (b) des anticyclones de CPL16C_02. En contours sont représentés les composites de $\text{grad}_{cr} \text{SST}'$ ($10^{-5} \text{ }^\circ\text{C m}^{-1}$), avec un intervalle de $0.5 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C m}^{-1}$ entre chaque. Les traits continus et pointillés indiquent des anomalies respectivement positives et négatives. Le cercle noir indique le rayon moyen des tourbillons.

Le pompage d'Ekman induit par la structure dipolaire de $\text{curl}(\vec{\tau}_s')$ va créer un upwelling (downwelling) à la droite des cyclones (anticyclones) et un downwelling (upwelling) à leur gauche, et tend donc à déplacer le tourbillon vers la gauche (Dewar and Flierl, 1987), mais sans diminuer l'anomalie de SSH, de courants ou celle de SST.

c Atténuation des tourbillons

L'atténuation des anomalies de SST dans CPL16C_01 est donc plus vraisemblablement due à une modulation des flux de chaleur et d'eau douce (évaporation) par la meso-échelle de SST. Pour le vérifier, il conviendrait d'analyser et de quantifier la perte de chaleur induite les anomalies de flux.

V.2.3 Discussion des résultats

Dans la région, la SST est dominée par des structures de meso-échelle. Parmi ces structures, on peut distinguer les forts gradients côte-large quasi-permanents associés à l'upwelling dans la région entre la côte et 100 km au large et, plus au large, des structures de type tourbillons et filaments ne persistant que quelques jours à quelques semaines. Le lissage de la SST par OASIS dans CPL16C_02 va filtrer ces deux types de structures de meso-échelle du champ SST-WRF.

Le filtrage du front d'upwelling intensifie la TV dans les 100 km les plus proches du continent, ce qui augmente l'upwelling côtier et modifie la circulation côtière : le PCC est alors 1.5 fois plus large et 1.3 fois plus intense. La conversion d'énergie potentielle

en EKE est alors augmentée de $\sim 40\%$ entre 0 et 200 km de la côte alors que le travail des anomalies de TV sur celles de courant n'est pas modifié entre CPL16C_02 et CPL16C_01. L'EKE générée est également intensifiée de $\sim 10\%$ et l'amplitude des anomalies de meso-échelle de SST est augmentée de $\sim 25\%$, 3 fois plus que celle des anomalies de SSH.

Les différences près de la côte entre les deux simulations montrent que l'intensité du gradient de SST associé à l'upwelling participe de la diminution de l'intensité de la TV près de la côte. Sous l'hypothèse simple que la diminution d'intensité de la TV entre 450 km et 0 km de la côte, $\Delta\tau$, est due à la somme des effets orographiques, $\Delta\tau_o$, et de la diminution de la SST, ΔT ($\Delta\tau = \Delta\tau_o + S\Delta T$), on a $S = \frac{\Delta\tau_{02} - \Delta\tau_{01}}{\Delta T_{02} - \Delta T_{01}}$ (où les indices 01 et 02 font respectivement référence à CPL16C_01 et à CPL16C_02). La diminution du vent dans CPL16C_01 due à la température représenterait alors $\frac{S\Delta T_{01}}{\Delta\tau_{01}} = \sim 60\%$ de la diminution effectivement observée $\Delta\tau_{01}$. Le front d'upwelling jouerait donc un rôle bien plus important que celui mis en évidence par [Renault et al \(2015\)](#) en Californie (les variations de la TV dues à la SST ne représenterait que $\sim 15\%$ de la diminution de la TV). Une simulation atmosphérique forcée par une SST où ce front aurait été éliminé pourrait permettre de mettre en évidence la structure de la TV due aux effets orographiques le long des côtes du Pérou et du Chili, suivant une démarche proche de celle utilisée par [Renault et al \(2015\)](#) en Californie. Il est également important de noter que les résultats présentés ici suggèrent que les simulations atmosphériques forcées par des observations satellites, dont le gradient côte-large est comparable à celui de la SST-WRF de CPL16C_02, sous-estimeraient la diminution de la TV à la côte.

Dans une étude idéalisée d'un système d'upwelling de bord Est, [Jin et al \(2009\)](#) a étudié les impacts des interactions entre la SST et la TV. Ces travaux constatent une diminution de la TV près de la côte et un upwelling affaibli. L'EKE est également réduite. Ces résultats sont donc cohérents avec ceux présentés ici.

Au contraire, dans le système d'upwelling de Californie, les simulations couplés de [Seo et al \(2015\)](#) ne montrent qu'un faible impact sur la dynamique côtière de la réponse atmosphérique au gradient côte-large de SST. Le taux de conversion barocline et l'EKE sont alors inchangés. Ces différences par rapport à nos résultats pourraient être expliquées par l'utilisation d'un filtre spatial différent, qui lisse peut-être moins le front d'upwelling. La TV pourrait aussi être moins influencée par la SST dans la région côtière de Californie que dans celle du Pérou-Chili, comme le suggère également [Renault et al \(2015\)](#).

Les simulations océaniques forcées présentent l'avantage d'avoir un coût numérique bien moindre que les simulations couplées. Cependant, notre étude montre que les interactions couplées océan-atmosphère, qui ne sont pas simulées dans les modèles forcés, ont un impact sur la dynamique océanique. Il est vrai que, pour représenter la rétroaction de la SST sur le forçage de TV dans un modèle océanique forcé, on peut utiliser une formule bulk avec un coefficient de traînée C_d dépendant de la différence entre la température de l'air et la SST ([Zhai and Greatbatch, 2007](#)). Une telle paramétrisation de C_d repose sur des relations empiriques supposées indépendantes de la région consi-

dérée. Il s'agit, là aussi, d'une simplification de la réponse dynamique de la CLA à la meso-échelle océanique.

De plus, si on utilise un forçage de vent issu d'observations satellite, ce vent est en réalité un vent à 10 m calculé en supposant des conditions neutres de stabilité. Il est donc modulé par les anomalies de stabilité créées par la meso-échelle de SST des données (Liu et al, 2007). Le forçage de vent contient donc alors des structures de meso-échelle incohérentes avec la SST du modèle océanique.

Seule l'utilisation d'un modèle couplé permet de simuler toute la réponse atmosphérique à la SST du modèle océanique.

Conclusion et perspectives

En résumé, nous avons étudié les impacts de la réponse de l'atmosphère à la meso-échelle de courant de surface d'une part, et à celle de SST d'autre part.

L'influence des courants de surface modifie peu la TV près de la côte et la circulation côtière. Par contre, le travail des anomalies de TV sur la meso-échelle de courant est diminué, ce qui entraîne une génération d'EKE 30 % plus faible. Les anomalies de TV induites par les courants de surface créent également un pompage d'Ekman au centre des tourbillons, qui contribue à atténuer leur intensité de 10 %. L'EKE moyenne entre 0 et 400 m est alors diminuée d'environ 20 %, tandis que l'amplitude des anomalies de SST est réduite de 10 %.

Au contraire, les variations de meso-échelle de SST (front d'upwelling) près de la côte modifient la TV, diminuant l'intensité de l'upwelling de 10 %. L'intensité maximale du PCC est réduite de 25 %, ce qui modifie l'intensité des instabilités baroclines, et réduit la génération d'EKE près de la côte de 35 %. Les anomalies de pompage d'Ekman induites par les anomalies de SST associées aux tourbillons sont responsable d'une structure dipolaire d'upwelling-downwelling. Celle-ci va propager les tourbillons à la gauche de la direction du vent mais n'atténue pas l'amplitude des tourbillons. L'intensité des anomalies de SST associées aux tourbillons est cependant largement atténuée par la rétroaction de l'atmosphère, sans doute sous l'influence des flux de chaleur et d'évaporation.

Les résultats de l'analyse des tourbillons océaniques sont cohérents avec les observations satellite (Hausmann and Czaja, 2012; Gaube et al, 2015). Cela montre que notre modèle est bien capable de reproduire les interactions océan-atmosphère à meso-échelle au dessus des tourbillons. Les simulations offrent de nouvelles perspectives à l'analyse des effets de la rétroaction de l'atmosphère sur l'activité tourbillonnaire : d'une part, elles fournissent des champs à plus haute résolution que les observations satellites, et, surtout, elle nous permettent d'étudier la structure verticale des tourbillons (non seulement dans l'océan, mais également au dessus des tourbillons, dans toute la CLA). Voici donc quelques pistes qu'il pourrait être intéressant de suivre :

- On pourrait réaliser des composites de la structure verticale de la température de l'eau et de la circulation océanique. Cela nous permettrait d'estimer l'échelle verticale du tourbillon et donc de calculer le temps de décroissance associé au pompage d'Ekman induit par les courants. Ainsi, nous pourrions vérifier que l'atténuation supplémentaire

de l'amplitude des tourbillons dans CPL16C_11 est bien due au pompage d'Ekman induit par le courant de surface.

- Des composites des anomalies de flux de chaleur à la surface nous permettraient de quantifier l'atténuation de l'anomalie de SST qu'ils induisent, et vérifier si celle-ci est suffisante pour expliquer les différences observées entre les simulations CPL16C_02 (pas d'impact de la meso-échelle de SST sur l'atmosphère) et CPL16C_01 (impact de la meso-échelle de SST sur l'atmosphère).

- Une analyse de la vitesse de déplacement des tourbillons pourrait nous permettre de vérifier si elle est bien modifiée par l'influence de la meso-échelle de SST sur l'atmosphère.

- Enfin, nous avons montré dans le chapitre III que l'intensité de la réponse de la TV aux anomalies de SST dépend de l'échelle des structures considérées. Pour comprendre cette dépendance, on pourrait envisager de réaliser des composites de champs atmosphériques (en particulier, des composites des termes du bilan de quantité de mouvement) au dessus de tourbillons classés en fonction de leur rayon.

Conclusions et perspectives

VI.1 Conclusions

Le sujet principal de cette thèse était de déterminer l'importance de la réponse de l'atmosphère à la meso-échelle océanique. En effet, un certain nombre d'études ont montré, dans d'autres régions, une modulation des champs atmosphériques (en particulier de la TV, du flux d'eau douce et du flux radiatif incident à la surface de la mer) par les structures de meso-échelle de l'océan. Ce phénomène n'avait cependant pas été étudié dans le Pacifique Sud-Est et on ignorait ses conséquences sur la dynamique régionale.

Nous avons cherché à :

- caractériser les interactions entre la SST et la TV,
- comprendre les mécanismes de l'ajustement de la TV à la meso-échelle de SST,
- quantifier les impacts des interactions couplées entre l'atmosphère et la meso-échelle de SST sur la dynamique océanique,
- quantifier les impacts des interactions couplées entre l'atmosphère et la meso-échelle de courant de surface sur la dynamique océanique.

VI.1.1 Caractéristiques des interactions SST-TV à meso-échelle

Dans la littérature, deux types de relations entre la TV et la SST ont été mise en évidence :

- Une proportionnalité entre les meso-échelle de SST et de l'intensité de la TV, qui conduit à une relation linéaire entre les anomalies de la divergence de la TV et du gradient de SST dans la direction du vent (*e.g.* [Chelton et al, 2001](#); [O'Neill et al, 2010b](#)).
- Une proportionnalité entre la divergence du vent de surface et le laplacien de la SST, avec des anomalies de TV proportionnelles à celles de la vitesse du vent ([Minobe et al, 2008](#); [Lambaerts et al, 2013](#)). On obtient alors une relation linéaire entre la divergence de la TV et le laplacien de SST.

La réponse de la TV à la meso-échelle de SST a été étudiée dans le Pacifique Sud-Est (entre 7 °S et 27 °S et l'est de 100 °W). Les anomalies meso-échelle de la TV, $\|\vec{\tau}_s\|'$, s'avèrent proportionnelles à celles de la SST. En revanche, les corrélations entre la divergence de la TV et le laplacien de SST sont très faibles, vraisemblablement parce que les caractéristiques de la meso-échelle océanique et de la grande-échelle atmosphérique (notamment vitesse du vent) sont très différentes dans le Pacifique Sud-Est de celles

des études de [Minobe et al \(2008\)](#) et [Lambaerts et al \(2013\)](#).

A plus de 150 km de la côte, les observations satellites montrent que jusqu'à 35 % de la variabilité de meso-échelle des champs mensuels de $\|\vec{\tau}_s\|$ est expliquée par une relation linéaire avec la variabilité de la SST. On observe une variation spatiale et saisonnière de cette corrélation et du coefficient de proportionnalité S associé à cette relation : ceux-ci sont plus élevés entre 9 °S et 18 °S, *i.e.* au Pérou, qu'entre 18 °S et 27 °S, *i.e.* au Chili et sont plus faibles en été qu'en hiver.

Le modèle couplé WRF-OASIS-NEMO dans une configuration à 1/12 ° de résolution horizontale a été utilisé pour simuler le système climatique du Pacifique Sud-Est sur la période 2002-2008. Il s'est montré capable de produire des champs mensuels de $\|\vec{\tau}_s\|'$ et de SST' suivant une loi de proportionnalité, surestimant même la corrélation R, et le coefficient de proportionnalité S (S est jusqu'à 50 % plus fort) entre les champs. Sur l'ensemble de la période 2002-2008, R et S sont plus forts dans la région du Pérou que dans la région du Chili, à la fois dans les simulations et dans les observations. Ces résultats varient quantitativement selon le filtre utilisé pour définir la meso-échelle, et l'extension de la bande côtière au large de laquelle les données sont analysées. L'intensité de la réponse de la TV aux anomalies de SST dépend notamment de la taille des structures considérées.

Dans la bande côtière (largeur ~ 150 km), les effets orographiques dus à la présence du continent modulent également également $\|\vec{\tau}_s\|'$, ce qui entraîne des corrélations entre $\|\vec{\tau}_s\|'$ et SST' plus faibles ($R \sim 0.4$ dans le modèle) qu'au large. En effet, en région côtière, l'intensité de la TV diminue avec la distance à la côte, sous l'influence des effets conjugués de l'orographie et du gradient côte-large de SST. Cette diminution, qui crée un rotationnel de TV, et donc un pompage d'Ekman, est essentielle pour la dynamique de l'upwelling et la structure des courants côtiers. Elle est cependant encore mal connue car il n'y a pas de données satellite dans les 50-100 km les plus proches de la côte. L'importance relative des effets orographiques et de la SST pour expliquer cet affaiblissement de TV est sans doute dépendante des régions considérées, et reste donc encore une question ouverte. Les simulations forcées et couplées présentées dans cette thèse suggèrent que, dans notre région d'étude, l'intensité du front de SST associé à l'upwelling côtier pourrait modifier le gradient côte-large de $\|\vec{\tau}_s\|$.

Le modèle couplé, qui produit des champs à plus haute résolution que les observations satellite, a permis d'analyser plus finement, au large de 150 km du continent, les variations spatiales et saisonnières des caractéristiques des interactions SST-TV à meso-échelle (corrélation R et coefficient de proportionnalité S).

A plus de 500 km de la côte, les variations spatiales de R sont modulées par celles de S et de l'intensité de la meso-échelle de SST. A moins de 500 km de la côte, la diminution de R est due à l'augmentation de la variabilité de $\|\vec{\tau}_s\|'$. D'autre part, nous avons montré que les variations spatiales de S sont reliées à celles de la régularité et de l'intensité du vent de surface.

VI.1.2 Mécanismes des interactions SST-TV

Pour comprendre le cycle saisonnier de l'intensité du couplage, les mécanismes de la réponse de la tension de vent turbulente à la meso-échelle de SST ont d'abord été étudiés. Des anomalies du coefficient de mélange turbulent, K_M , sont générées par la modulation du flux de flottabilité par SST'. Cela crée alors des anomalies de tension turbulente $\vec{\tau}'$.

L'analyse des termes du bilan de quantité de mouvement montre que le cisaillement vertical de $\vec{\tau}'$, $\partial_Z \vec{\tau}'$, au dessus des fronts de SST entraîne alors des modifications de la vitesse du vent. Près de la surface (dans une couche d'épaisseur d'environ 100 m), les anomalies de la vitesse du vent sont donc créées par $\partial_Z \vec{\tau}'$, car les anomalies du gradient de pression jouent un rôle négligeable. Ce résultat pourrait être expliqué par la présence d'une couche d'inversion dans le Pacifique Sud-Est dont les variations de la hauteur en fonction de la meso-échelle de SST pourraient compenser l'effet des variations de température de l'air près de la surface ("back-pressure effect" Hashizume et al, 2002). Le cisaillement vertical des anomalies de vent, $\partial_Z \vec{v}'$, au dessus des anomalies de SST compense alors partiellement les anomalies de tension turbulente créées par le flux de flottabilité.

Les anomalies de tension turbulente sont proportionnelles à la grande-échelle de cisaillement de vent $\partial_Z \vec{v}$. La réponse de la tension turbulente à la meso-échelle de SST est ainsi plus intense en hiver lorsque $\|\partial_Z \vec{v}\|$ est plus fort en cette saison. Ce changement saisonnier dans les conditions régionales moyennes peut s'expliquer par le déplacement de l'anticyclone du Pacifique Sud-Est. Celui-ci force alors un vent moyen plus fort dans la région du Pérou, ce qui augmente le cisaillement moyen du vent $\|\partial_Z \vec{v}\|$.

La sensibilité des résultats à la paramétrisation de CLA utilisée a été testée en utilisant un schéma non local (YSU). Le bilan de quantité de mouvement montre que les résultats obtenus sont robustes : les anomalies du gradient de pression près de la surface s'avèrent également faibles devant celles du mélange turbulent $\partial_Z \vec{\tau}'$ dans cette seconde simulation. Les deux paramétrisations produisent une réponse de la TV et du vent de surface aux anomalies de SST d'amplitudes comparables. Il faut cependant noter que la simulation utilisant YSU présente des anomalies du cisaillement de vent très faibles en dessous de 100 m, ce qui ne correspond pas aux observations. Il pourrait s'agir d'une limitation des schémas non-locaux pour représenter les effets de l'ajustement progressif de la CLA aux variations de la SST.

VI.1.3 Impact sur l'océan des interactions océan-atmosphère à meso-échelle

Les flux de moment, de chaleur et d'eau douce à l'interface air-mer sont modulés par la meso-échelle de SST. La TV est également affectée par la meso-échelle de courant de surface (par l'intermédiaire du vent relatif). Pour étudier les impacts respectifs sur l'océan de la réponse atmosphérique à la meso-échelle de SST d'une part et de courants océaniques d'autre part, des simulations couplées ont été analysées sur la période 2003-2008 :

- Dans la première simulation, le coupleur (OASIS) transmet intégralement les champs de SST et de courant de surface au modèle d'atmosphère (WRF).

- Dans la seconde, WRF ne reçoit que la SST du modèle océanique NEMO, et calcule alors une TV à partir du vent absolu.
- Les courants de surface de la troisième simulation sont lissés par OASIS de manière à en éliminer la meso-échelle. La SST utilisée par WRF correspond toujours à celle calculée par NEMO.
- Enfin, dans la quatrième simulation, la TV de WRF est obtenue à partir du vent absolu, tandis que le coupleur lisse la SST utilisée par WRF.

Les résultats de la deuxième et de la troisième expérience sont très proches (les différences entre les champs sont inférieures à 1 %) car les courants obtenus après lissage sont faibles. Cela suggère que c'est la partie meso-échelle des courants de surface qui est responsable, dans la région, de la modulation de la TV avec des conséquences importantes.

Le lissage spatial effectué via OASIS permet d'éliminer les structures de meso-échelle :

- La meso-échelle "permanente" associée au front d'upwelling le long de la côte sud-américaine, sur une échelle d'environ 100 km dans la direction perpendiculaire à la côte. Ces structures sont encore présentes dans les champs climatologiques.
- La meso-échelle associée à des structures de durée de vie variant de quelques jours à quelques semaines (tourbillons, filaments, fronts). Elle peut être mise en évidence grâce à des différences entre les champs moyennés sur 1-5 jours et une moyenne glissante sur 90 jours.

Que les courants de surface soient intégralement transmis ou non à WRF pour calculer la TV, la dynamique associée au front d'upwelling est peu modifiée (différences inférieures à 3 %). En effet, l'intensité de la TV est plus faible quand on utilise le vent relatif au lieu du vent absolu. Mais le vent de surface est alors plus fort, ce qui compense pour moitié la différence de $\|\vec{\tau}_s\|$.

Entre 0 et 200 km du continent, les instabilités du système de courants côtiers et le travail des anomalies de TV sur celles des courants ($F_e K_e$) créent de l'EKE. L'effet des courants sur la TV ne modifie pas la génération d'EKE par instabilité mais diminue $F_e K_e$ de ~ 100 %.

L'EKE est ainsi diminuée de ~ 20 % par la modulation de la TV par la meso-échelle de courant. Afin de comprendre l'impact de la rétroaction de l'atmosphère sur la meso-échelle déjà formée, nous avons réalisé des composites de tourbillons océaniques cohérents dans les simulations. Ils montrent que, si l'intensité de la TV est principalement affectée par les anomalies de SST, au contraire, le rotationnel de TV est corrélé au rotationnel des anomalies de courants de surface. La modulation de la TV par les courants est alors responsable d'un pompage d'Ekman au centre des tourbillons qui pourrait atténuer leur amplitude. Cette atténuation entraîne une différence d'environ 10 % de l'amplitude moyenne des anomalies de SSH selon que la TV est calculée à partir du vent relatif ou du vent absolu.

La modulation de la TV par la meso-échelle de SST joue un rôle important près de la côte : quand la SST reçue par WRF est lissée, elle est alors 1.5 °C plus chaude près du continent, et la TV y est alors ~ 20 % plus intense que lorsque la SST utilisée par WRF est égale à celle de NEMO. L'intensité maximale du PCC est 25 % plus

forte, l'upwelling est renforcé (les vitesses verticales moyennes entre 0 et 100 m de profondeur et entre 0 et 100 km de la côte sont $\sim 10\%$ plus élevées) et la SST du modèle océanique est plus froide.

Les modifications induites par l'influence de la SST sur l'atmosphère diminuent donc le cisaillement vertical des courants horizontaux, et réduisent ainsi la création d'EKE par conversion barocline de 30 %. En revanche, $F_e K_e$ n'est pas modifié (changements inférieurs à 5 %). L'EKE est alors affaibli de $\sim 10\%$ par l'influence des anomalies de SST sur l'atmosphère.

La réponse atmosphérique à la meso-échelle de SST tend à atténuer l'amplitude des anomalies de SST au cours de la vie des tourbillons cohérents, sans modifier celles des anomalies de SSH. Durant la vie des tourbillons, l'amplitude initiale de l'anomalie de SST est diminuée de 40 % à cause de cette atténuation. Elle est vraisemblablement causée par une rétroaction négative des flux de chaleur et d'eau douce sur la meso-échelle de SST (Shuckburgh et al, 2011). Cette étude nécessite cependant d'être poursuivie afin de mieux comprendre les mécanismes de cette atténuation différenciée des anomalies de SST et de SSH.

VI.2 Perspectives

Les travaux effectués durant cette thèse ouvrent de nouvelles perspectives de recherches, d'une part sur le couplage océan/atmosphère à meso-échelle, mais aussi sur ses conséquences dans le Pacifique Sud-Est.

VI.2.1 Les interactions océan-atmosphère à meso-échelle : mécanismes et conséquences

a Les mécanismes de la réponse de l'atmosphère à la meso-échelle de SST

Dans le Pacifique Sud-Est, nous avons montré que les anomalies de gradient de pression près de la surface sont négligeables au dessus des fronts, et qu'elles ne permettent donc pas d'expliquer les variations de meso-échelle de la vitesse du vent (Chap. IV). Le profil vertical des anomalies du gradient de pression au dessus des fronts suggère que la modulation de la hauteur de la couche d'inversion et celle de la température dans la CLA par les anomalies de SST modifieraient la pression atmosphérique. Leurs effets se compenseraient près de la surface, selon un mécanisme décrit par Lindzen and Nigam (1987) et affiné par Hashizume et al (2002) (Chap. IV). L'advection des anomalies de température de l'air au dessus des fronts pourrait cependant complexifier cette explication basée sur un raisonnement unidimensionnel. Pour mieux comprendre les anomalies de pression induites par la meso-échelle de SST, il conviendrait d'analyser la réponse de la température potentielle de la CLA aux anomalies de SST.

Loin des fronts (et toujours près de la surface), les anomalies du bilan de quantité de mouvement montrent que le terme de pression équilibre celui associé à $\partial_z \vec{\tau}'$, ce qui permet de maintenir constante l'anomalie de vitesse. Ce résultat est cohérent avec les études idéalisées de Spall (2007) et Kilpatrick et al (2014). Les anomalies de pression peuvent donc jouer un rôle dans la réponse dynamique de la CLA à la meso-échelle de

SST, même près de la surface, ce qui plaide en faveur d'une investigation plus poussée de l'ajustement de la pression aux anomalies de SST.

Il pourrait également être intéressant de vérifier si les mécanismes mis en évidence dans le Pacifique Sud-Est expliquent le couplage entre l'atmosphère et la meso-échelle de SST dans d'autres régions présentant des caractéristiques similaires (système d'upwelling, zones de subsidence présentant une couche d'inversion ...). On pourrait notamment étudier les mécanismes de la modification de la tension turbulente et de la pression. Il serait possible de vérifier si les variations de la vitesse du vent de surface sont dues à $\partial_Z \vec{\tau}'$ ou aux anomalies du gradient de pression.

b Interactions océan-atmosphère et échelles spatiales

Les résultats de cette thèse montrent que l'intensité de la réponse de la TV aux anomalies de SST augment quand la taille des échelles considérées diminue. Comme nous l'avons déjà suggéré, la détection des tourbillons cohérents pourrait permettre d'étudier les mécanismes de l'ajustement de l'atmosphère à la meso-échelle océanique en fonction du rayon des tourbillons.

La dynamique océanique présente également des fronts de SST et des courants très intenses de taille inférieure à la meso-échelle, appelée sous-meso-échelle. Ces structures évoluent rapidement mais elles pourraient néanmoins imprimer leur signature sur la CLA et la TV. L'importance cette signature et ses mécanismes constituent un terrain de recherche encore largement méconnu. De plus, on sait que la TV peut jouer un rôle important sur l'intensification ou la décroissance des structures frontales de sous-meso-échelle (*e.g.* Thomas et al, 2008; Capet et al, 2008b). Jusqu'à présent, les études de modélisation numérique permettant de simuler la dynamique océanique de sous-meso-échelle ont été faites à l'aide de modèles océaniques forcés. Il pourrait donc être judicieux d'étudier cette dynamique dans des simulations couplées pour comprendre l'influence des processus de couplage océan/atmosphère à sub-meso-échelle.

c Modélisation des interactions océan-atmosphère à meso-échelle dans les simulations forcées

Nous avons souligné l'impact des interactions couplées à meso-échelle sur la dynamique océanique régionale du Pacifique Sud-Est. Pour tenter de représenter ces effets dans les simulations océaniques forcées, il existe des formulations "bulk" qui permettent de calculer des conditions limites à l'interface air/mer à partir de forçages atmosphériques, de la SST et du courant de surface. Une telle méthode est cependant simplificatrice car elle suppose, par exemple, que le vent à 10 m n'est pas modifié par la meso-échelle océanique (Voir Sec. V.1.3 et V.2.3). Il serait intéressant d'identifier et de quantifier précisément les biais introduits par l'utilisation d'un modèle forcé par rapport à un modèle couplé sur la circulation océanique côtière et sur l'activité tourbillonnaire. Dans ce but, on pourrait comparer :

- Une simulation couplée où les conditions à la surface de l'océan sont calculées grâce à une formulation bulk qui doit être cohérente avec celle utilisée par le modèle océanique en configuration forcée Une modification du schéma de surface du modèle atmosphérique est donc nécessaire pour y implémenter cette formulation.

- Une simulation océanique forcée par la formulation bulk et les champs atmosphériques de la simulation couplée.

VI.2.2 Conséquences du couplage océan-atmosphère dans le Pacifique Sud-Est

a Conséquences sur le bilan de chaleur

Les résultats de cette thèse montrent que le couplage océan-atmosphère à meso-échelle dans le Pacifique Sud-Est modifie à la fois la dynamique de l'upwelling côtier et les caractéristiques de la meso-échelle océanique au large. Cela pourrait avoir des conséquences sur le bilan de chaleur dans la région. Les échanges de chaleur entre la côte et le large contribuent à maintenir une SST relativement froide dans le Pacifique Sud-Est, ce qui permet le développement de la couche de nuages bas. Ces échanges s'expliquent par les termes de transport d'Ekman, d'advection moyenne et d'advection turbulente (Colas et al, 2012). Dans le cadre de nos simulations, le couplage à meso-échelle conduit à une réduction de l'intensité de l'upwelling côtier, de l'EKE et des anomalies de SST associées aux tourbillons. On peut donc supposer que ces modifications entraînent des modifications dans le transfert de chaleur océanique entre la côte et le large. Ainsi, il serait important de quantifier plus précisément les différents termes du bilan de chaleur et de clarifier leur modifications par les interactions couplées océan/atmosphère à meso-échelle.

b Conséquences sur l'activité biologique

L'influence de ces interactions sur la circulation côtière et sur la meso-échelle océanique pourrait également avoir des conséquences sur l'activité biologique du Pacifique Sud-Est. Les études de McGillicuddy et al (2007), Eden and Dietze (2009) et de Anderson et al (2011) se sont déjà intéressé aux impacts biologiques du pompage d'Ekman induit par l'influence des courants de surface sur la TV au dessus des tourbillons. Cependant, ces travaux ne portent pas sur les systèmes d'upwelling côtiers, où les conséquences de la meso-échelle océanique sur l'activité biologique sont différentes de celles observées dans le reste des bassins océaniques (Lathuilière et al, 2010; Gruber et al, 2011). Dans les régions d'upwelling, les tourbillons tendent à entraîner le phytoplancton et les nutriments vers les profondeurs, modulant ainsi la productivité de l'écosystème. L'atténuation de l'activité tourbillonnaire par les interactions océan/atmosphère pourrait donc avoir une influence sur la productivité par l'intermédiaire de son influence sur les caractéristiques de la dynamique tourbillonnaire océanique. On pourrait envisager de coupler un modèle biogéochimique à notre configuration WRF-OASIS-NEMO pour étudier plus précisément les conséquences de ces interactions sur l'activité biologique du Pacifique Sud-Est.

c Couplage océan-atmosphère et variabilité interannuelle

Les résultats présentés ici permettent d'améliorer notre connaissance des processus physiques de fine échelle à l'oeuvre dans le Pacifique Sud-Est. Ils contribuent à la compréhension de la dynamique du système climatique régional et de sa variabilité. A une échelle interannuelle, cette dernière est dominée par la présence du phénomène El Niño, caractérisé par un affaiblissement des vents Alizés et par une augmentation de la SST du Pacifique Sud-Est. Près de la côte du Pérou, les observations montrent une intensification du vent de surface, ce qui pourrait être expliqué par une réponse de l'atmosphère à l'anomalie de SST (Enfield, 1981). Il serait intéressant d'étudier cette question à l'aide du modèle couplé régional à meso-échelle pour tenter d'expliquer les liens entre les variations de la TV et les anomalies de SST durant un événement El Niño et de comprendre si les mécanismes en jeu à ces échelles spatiales et temporelles sont similaires ou non à ceux mis en évidence dans ce manuscrit.

d Couplage océan-atmosphère et changement climatique

Enfin, dans un contexte de changement climatique global, des études régionales de l'évolution de la dynamique du Pacifique Sud-Est ont été menées afin d'obtenir des résultats à plus haute résolution que ceux des modèles globaux (*e.g.* Goubanova et al, 2011; Echevin et al, 2011; Belmadani et al, 2014). Les simulations ont été réalisées jusqu'à présent avec des modèles océaniques (Aiken et al, 2011; Echevin et al, 2011; Oerder et al, 2015, voir Annexe) ou atmosphérique (Belmadani et al, 2014) forcés. Les résultats de Goubanova et al (2011) et de Belmadani et al (2014) suggèrent une diminution du vent côtier au Pérou en situation de réchauffement climatique. Cela entraîne alors une réduction de l'upwelling (Echevin et al, 2011; Oerder et al, 2015) qui pourrait rétroagir à son tour sur l'atmosphère. La configuration WRF-OASIS-NEMO au 1/12 ° mise en place pendant ma thèse pourrait permettre d'étudier ces processus et de tester la réponse du système climatique du Pacifique Sud-Est à différents scénarios de changement climatique.

Annexe A

Conséquences du changement climatique sur la circulation océanique du Pacifique Sud-Est

Durant les 5 premiers mois de ma thèse, j'ai terminé une étude de modélisation océanique forcée du Pacifique Sud-Est commencée durant mon stage de master. Cette étude porte sur la modélisation océanique forcées du Pacifique Sud-Est sous plusieurs scénarios de climat, correspondant à différentes concentration de CO₂ troposphérique. Ces travaux ont fait l'objet d'un article publié dans *Journal of Geophysical Research* que nous présentons ici. La comparaison des simulations montre que les changements de stratification dans l'océan et ceux de la TV de surface modifient la circulation océanique côtière. Lorsque les taux de CO₂ sont augmentés, le PCUC est intensifié, le PCC est moins profond et l'EKE devient plus forte. Au Pérou, la diminution de la TV et de son rotationnel près de la côte entraîne une réduction de l'intensité de l'upwelling, partiellement compensée par les modifications de la circulation géostrophique à la fin de l'été austral. La profondeur des eaux upwellées diminue également, ce qui pourrait avoir un impact sur l'activité biologique.

Peru-Chile upwelling dynamics under climate change

Véra Oerder¹, Francois Colas¹, Vincent Echevin¹, Francis Codron^{1,2}, Jorge Tam³ and Ali Belmadani^{4,5}

¹: LOCEAN, Université Pierre et Marie Curie, IRD/CNRS/MNHN/UPMC, 4 place Jussieu, Paris, France

²: LMD, Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu, Paris, France

³: IMARPE, Esquina Gamarra y General Valle S/N Chucuito Callao, Peru

⁴: Department of Geophysics, Faculty of Physical and Mathematical Sciences, University of Concepcion, Chile

⁵: Millennium Institute of Oceanography (IMO), University of Concepcion, Chile

Corresponding author : Véra Oerder

e-mail : vera.oerder@locean-ipsl.upmc.fr,

phone number : (00) 33 1 44 27 27 11

This article has been accepted for publication and undergone full peer review but has not been through the copyediting, typesetting, pagination and proofreading process which may lead to differences between this version and the Version of Record. Please cite this article as
doi: 10.1002/2014JC010299

© 2015 American Geophysical Union

Received: Jul 09, 2014; Revised: Dec 04, 2014; Accepted: Jan 18, 2015

Abstract :

The consequences of global warming on the Peru-Chile Current System (PCCS) ocean circulation are examined with a high-resolution, eddy-resolving regional oceanic model. We performed a dynamical downscaling of climate scenarios from the IPSL-CM4 Coupled General Circulation Model (CGCM), corresponding to various levels of CO₂ concentrations in the atmosphere. High-resolution atmospheric forcing for the regional ocean model are obtained from the IPSL atmospheric model run on a stretched grid with increased horizontal resolution in the PCCS region.

When comparing future scenarios to Pre-Industrial (PI) conditions, the circulation along the Peru and Chile coasts is strongly modified by changes in surface winds and increased stratification caused by the regional warming. While the coastal poleward undercurrent is intensified, the surface equatorial coastal jet shoals and the nearshore mesoscale activity are reinforced. Reduction in alongshore wind stress and nearshore wind stress curl drive a year-round reduction in upwelling intensity off Peru. Modifications in geostrophic circulation mitigate this upwelling decrease in late austral summer. The depth of the upwelling source waters becomes shallower in warmer conditions, which may have a major impact on the system's biological productivity.

Keywords : Regional climate change, Peru-Chile current system, dynamical downscaling, upwelling dynamics

1) Introduction

The South-East Pacific (SEP) hosts the most productive Eastern Boundary Upwelling System (EBUS) in term of fisheries (Chavez et al., 2008): The Humboldt Current System or Peru-Chile Current System (PCCS). The intense biological activity found along the South American west coasts is due to a year-round wind-forced upwelling, which cools and enriches the surface waters. Two causes are responsible for the intense and steady coastal upwelling: first, alongshore equatorward wind stress generates the divergence of Ekman currents at the coast, which is compensated by a vertical upward flow. Secondly, an alongshore wind decrease (also called “drop-

off”) occurs over a few hundred kilometers in the cross-shore direction, due to coastal orography, land/sea transition in the surface drag and air-sea interaction over cool water (*e.g.* Capet et al., 2004; Boé et al., 2011). It results in negative wind stress curl driving Ekman pumping (*e.g.* Bakun and Nelson, 1991, Albert et al., 2010).

Climate change in EBUS has been first questioned by Bakun (1990) using shipboard measurements of nearshore surface winds. He showed that upwelling-favorable winds had increased over the period 1955-1988 in several EBUS including the PCCS, and considered that this trend was due to global warming and would thus go on in the future. The proposed mechanism is the following: as ground temperature would increase more than sea surface temperature under climate change, this would lead to a lower pressure over land and an enhancement of the cross-shore pressure gradient, leading to a geostrophic alongshore wind intensification. Climate change-induced modifications of the SEP atmospheric circulation have been studied using various CGCMs. Most 4th Assessment Report (AR4) Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) CGCMs predict a SEP anticyclone intensification and a southward displacement of its center (Falvey and Garreaud, 2009, Goubanova et al., 2011, hereafter GO2011; Echevin et al. 2012, hereafter EC2012, Belmadani et al., 2014, hereafter BEL2014). This southward shift is part of a broader poleward expansion of the subtropics (Kang and Lu, 2012). As a consequence, coastal winds have become stronger during the upwelling-favorable season along the Chile coast (Garreaud and Falvey, 2008, BEL2014), which is consistent with Bakun (1990)'s hypothesis. However, CGCMs also predict a decrease in easterlies and Walker cell intensity (Vecchi and Soden, 2007), so that the situation at the Peruvian coast is unclear: although the SEP anticyclone is reinforced, its southward displacement could result in a coastal wind decrease off Peru. In any case, CGCMs spatial resolution is generally too low (typically more than 100-200 km) to provide a realistic simulation of the regional climate in the PCCS. The influence of the steep topography of the Andes and of the oceanic slope cannot be accurately simulated. In order to reach a higher spatial resolution, regional downscaling must be considered. Garreaud and Falvey (2008) studied wind changes off Chile using a regional

atmospheric model (PRECIS, Jones et al., 2004) for central Chile [18 °S-57 °S], forced by the Hadley Centre Atmospheric Model version3 (HadCM3) climate model under two scenarios (A2 and B2 from Special Report on Emissions Scenarios (SRES); see Nakicenovic et al., 2000), and confirmed the wind intensification off Chile. GO2011 performed a statistical downscaling of the IPSL-CM4 surface winds along the Peru and Chile coasts under idealized pre-industrial (PI), doubling and quadrupling CO₂ scenarios. Their results confirmed the wind strengthening off Chile, whereas they show a decrease in the annual mean off Peru, consequence of an austral summer decrease and a moderate winter increase. Evolution under global warming of the ocean circulation in the PCCS has also been assessed. Aiken et al. (2011) studied the influence of wind changes on the coastal ocean dynamics off Chile and its impact on fish larvae dispersal. They performed high-resolution regional oceanic simulations using the dynamically downscaled winds from the A2 SRES climate scenario of the HadCM3 (Garreaud and Falvey, 2008), and present conditions for heat and salt surface fluxes and ocean boundary conditions. Their results showed that the alongshore wind increase off Chile led to a year-round upwelling intensification and nearshore sea surface temperature (SST) decrease. In a comparable study, EC2012 studied the ocean circulation changes in the PCCS using a regional model driven by the GO2011 statistically downscaled atmospheric forcing and oceanic boundary conditions from the IPSL-CM4 CGCM (Marti et al., 2010), under three climate scenarios of increasing warming. Off Peru, they found an increase in surface stratification caused by the intense large-scale heating (from both atmospheric and boundary conditions). The poleward coastal undercurrent (also named Peru Chile Undercurrent, hereafter PCUC) was enhanced and the equatorward surface coastal Peru-Chile current (hereafter PCC) became thinner, resulting in an increased vertical shear and mesoscale turbulence. Upwelling decreased during austral summer and slightly intensified during winter. Off Chile, upwelling increased strongly during austral spring and summer.

In the present study, the sensitivity of the ocean circulation to the atmospheric forcing is investigated with regional oceanic simulations forced by an atmospheric dynamical downscaling of

the IPSL-CM4 CGCM. The same regional oceanic model and boundary conditions as in EC2012 are used. However, in our study, the air/sea interface is forced by an atmospheric model resolving physical processes at ~50 km horizontal resolution in the PCCS region while GO2011 forcing fields used by EC2012 were computed from a statistical downscaling of the IPSL-CM4. Note that GO2011 results were based on a statistical relation between the large-scale NCEP reanalysis fields and surface observations (QuikSCAT scatterometer winds), computed during a short, recent period (2000-2008) and then applied to the IPSL large-scale model fields for climate-change scenarios. The atmospheric simulations used in our present study have been described in BEL2014. We compare the results of these new simulations with those of EC2012, focusing on changes in the central Peru (CP, 7 °S-13 °S) coastal circulation. We provide detailed diagnostics (not included in EC2012) on the coastal upwelling dynamics, its modulation by cross-shore geostrophic flow, and the depth and location of upwelled water sources under different climate conditions.

The paper is organized as follows: in section 2, the modeling methodology is described. In section 3, the realism of the control (i.e. current climate) simulations is assessed and results from the climate change simulations are presented in section 4. Finally, the main findings are discussed in section 5.

2) Methodology

2.1) IPSL-CM4 CGCM and climate scenarios

IPSL-CM4 couples an atmospheric model named LMDz (Hourdin et al., 2006) with the NEMO oceanic component (Madec et al., 1998) in its ORCA2 configuration (Marti et al., 2010).

Figure 1, left panel, represents this CGCM. The atmospheric horizontal resolution is 4.9 ° x 2.4 ° while the oceanic is 2 ° and gets refined to 1 ° near the equator. ORCA2 has 31 vertical levels.

Using the same CGCM as in EC2012 allows us to compare the impact of two different atmospheric downscaling methods on the ocean circulation. In addition, IPSL-CM4 presents various advantages, mentioned by GO2011, EC2012 and BEL2014. First, the large-scale patterns in the region, in particular the SEP anticyclone, are relatively realistic under the climate of the last 50 years. ENSO

processes are relatively well represented in IPSL-CM4 (Guilyardi, 2006). Also, the SEP biological mean productivity simulated by IPSL-CM4 coupled with a biogeochemical model is quite realistic, in comparison with other global earth system models (Steinacher et al., 2010). Last, when considering the modifications induced by global warming, the trends of SST, the SEP anticyclone poleward shift, and the alongshore wind changes in the upwelling region are close to those of the IPCC multimodel mean (GO2011, BEL2014).

Following GO2011 and EC2012, we use 3 idealized climate scenarios performed with the IPSL-CM4, corresponding to different CO₂ atmospheric concentrations: pre-industrial (PI) level in the PI scenario, and twice and four times the PI level in the 2CO₂ and 4CO₂ scenarios respectively. We select the 1970-1999, 2050-2059, and 2120-2149 time periods for PI, 2CO₂, and 4CO₂, respectively. We also use the 20th century climate simulation 20C3M from IPSL-CM4 (1990-2000) in a control experiment (see section 2.4).

2.2) Observational datasets

In this study, observations and reanalysis are used as forcing and also to evaluate the realism of our simulations. The Atmospheric Model Intercomparison Project (AMIP) SST dataset (Hurrell et al., 2008) is a merged product based on the monthly-mean Hadley Centre SST dataset version 1 and the National Oceanic and Atmospheric Administration weekly optimum interpolation SST analysis version 2. It covers the period from 1870 to 2012 with monthly data at 1 ° resolution. The Quikscat scatterometer-derived SCOW climatology (Risien and Chelton, 2008) is a wind stress monthly climatology over the period 2000 to 2008 at 50 km resolution. COADS (Da Silva et al, 1994) is a monthly climatology of atmospheric heat fluxes over the period 1945-1989 at 1 ° resolution. Sea surface height (SSH) satellite data from AVISO are provided from 1992 to 2006 at 1/3 ° resolution (Pascual et al., 2006). The 9 km resolution Pathfinder satellite SST cover the years 1982-2008. CARS is a merged monthly-mean climatology at 1/2 ° resolution of oceanic observations over the last 50 years (www.cmar.csiro.au/cars). We also used Acoustic Doppler Current Profiler data, collected between 2008 and 2012 and analyzed by Chaigneau et al. (2013), to

obtain a mean cross-shore vertical section of coastal alongshore currents between 7 °S and 13 °S from 30 m to 500 m depth and from 0 to 200 km offshore.

2.3) The dynamically downscaled atmospheric forcing

To obtain an atmospheric forcing at a relatively high spatial resolution, a dynamical downscaling method was designed by locally increasing the spatial resolution of the LMDz model. A refined grid is centered on the PCCS region (from 99 °W to 61 °W and from 36 °S to 6 °N), where the horizontal resolution becomes progressively higher (from 4.9 ° x 2.4 ° to 0.5 ° x 0.5 ° in the Eastern South Pacific area). Details on this model set up, named LMDz-ESP05 hereafter, can be found in BEL2014. A slightly different version of the LMDz (*e.g.* with a higher vertical resolution in the marine boundary layer) has been used in the Peru-Chile region in a recent regional model intercomparison (Wyant et al., 2010), and comparison with observations showed that LMDz was quite realistic in terms of cloud cover, short wave flux, and vertical profiles of humidity and temperature.

Several atmospheric simulations are performed with LMDz-ESP05. First, a control simulation forced with the AMIP climatological SST is performed to evaluate the LMDz-ESP05 model bias. We refer to this simulation as LMDz-AMIP. Then atmospheric simulations of IPSL-CM4 climate scenarios are performed. The IPSL-CM4 SST is interpolated on the LMDz-ESP05 horizontal grid to force this atmospheric model in the following way: to reduce the CGCM bias, AMIP SST and the SST difference between the IPSL-CM4 chosen scenario and the IPSL-CM4 20C3M are added and a climatology is computed to construct a SST forcing field for the LMDz-ESP05 (see middle panel of **Fig. 1**). Three simulations were performed: LMDz-PI, LMDz-2CO2 and LMDz-4CO2 corresponding to the PI, 2CO2 and 4CO2 scenarios respectively. Each LMDz-ESP05 simulation is run for 10 years. LMDz-ESP05 simulations and their forcings are summarized in **Table 1**. As we focus on the seasonal cycle and annual mean changes, monthly climatologies from the LMDz-ESP05 surface outputs are computed and used to construct the ocean simulations forcing (see section 2.4).

2.4) Regional ocean model

The Regional Oceanic Modeling System (in its ROMS “AGRIF” version; Shchepetkin and McWilliams, 2005, and Shchepetkin and McWilliams, 2009) is used to simulate ocean dynamics. ROMS solves the primitive equations using the Boussinesq approximation and hydrostatic vertical momentum balance. It has a time-splitting, explicit free surface. Our domain extends from 40 °S to 15 °N and from 100 °W to 70 °W, in a configuration at 1/6 ° horizontal resolution and 32 vertical levels similar to that used in EC2012 and Cambon et al. (2013). Bottom topography from ETOPO2 (Smith and Sandwell, 1997) is modified to accommodate to the IPSL-CM4 topography at the open boundaries. Air/sea fluxes are calculated online using atmospheric surface parameters (air temperature, wind speed, relative humidity, precipitation, radiative fluxes from LMDz-ESP05 and other data sets described below) and ROMS model SST as inputs for the bulk formulae (Liu et al., 1979).

To evaluate our atmospheric forcing methodology, we first performed three ROMS “control” simulations forced by the same initial/open boundary conditions from a climatology of the 20C3M simulation (all ROMS simulations are summarized in **Table 2**). The first one (named CR-SCOW) is forced by the SCOW wind stress climatology, and COADS heat fluxes (Da Silva et al, 1994). It will be used as a reference. The second simulation (named CR-LMDz) was performed using climatological surface wind stress from LMDz-AMIP. In the third one (named CR-IPSL), climatological wind stress forcing from the coarse IPSL-CM4 model is used.

Although the surface winds from LMDz-AMIP are much more realistic than those of IPSL-CM4 (section 3.1), comparison between CR-SCOW and CR-LMDz (see section 3.2) shows that the use of downscaled winds to force ROMS still reproduces a substantial bias in the ocean circulation. Thus, in order to improve the realism of the oceanic solutions, we correct part of the atmospheric forcing bias prior to forcing the ocean circulation. Assuming that the bias in LMDz-ESP05 wind remains unchanged with global warming, we construct a new set of forcing by adding wind/flux differences between the LMDz-ESP05 scenarios (*e.g.* LMDz-PI, LMDz-2CO₂, LMDz-4CO₂) and

LMDz-AMIP, and the SCOW/COADS observational monthly climatology in the following way: for a forcing field Φ and a given scenario $S=(PI, 4CO_2, 2CO_2, 20C3M)$, the corrected field is $\Phi'(S)=\Phi_{LMDZ}(S)-\Phi_{LMDZ}(20C3M)+\Phi_{obs}$. Note that for the present climate scenario (20C3M), the corrected field is $\Phi'=\Phi_{OBS}$, so that the reference oceanic simulation for present conditions used in our climate scenarios comparison is CR-SCOW. The assumption is that using LMDz-ESP05 differences between a climate scenario and the 20C3M scenario eliminates the constant bias generated by the atmospheric model, following the same methodology as Bruyere et al. (2014). Even though there is little alternative to our approach, it must be noticed that a bias in the mean state could result in a bias in the variance. The same method was used by EC2012 for heat fluxes.

Oceanic initial and boundary conditions for ROMS come from the ORCA2 model, the ocean component of the IPSL-CM4 CGCM. Note that ORCA2 has a 2° spatial resolution in the PCCS and an increased meridional resolution (1°) along the equator to better represent equatorial Kelvin waves (Marti et al., 2010). For each experiment, different initial and boundary conditions from IPSL-CM4 corresponding to the PI, 2CO₂ and 4CO₂ scenarios, are used. The surface and open boundary conditions are monthly and climatological, and that these climatologies are computed over the time slots mentioned in section 2.1. An additional simulation, named 4CO₂a, was performed using the PI atmospheric forcing and the 4CO₂ oceanic boundaries, to investigate the impact of the atmospheric forcing change only. The characteristics of the atmospheric and oceanic forcing are summarized in **Table 2**. Each ROMS ocean simulation is run for 13 years and outputs are 5-day averages. As a statistical quasi-equilibrium is reached after 3 years, we analyze monthly- and annual-means of the 5-day averaged output over the last 10 years of the simulation.

2.5) Lagrangian analysis

In order to study the origin of upwelled water masses, we use a ROMS-offline tracking module (e.g. Montes et al., 2010, Mason et al., 2012). It is able to calculate neutrally buoyant floats

trajectories from the stored 5-day averaged ROMS velocity field. Floats are tracked backward in time so that their trajectories previous to the release date are computed. Blanke and Raynaud (1997) showed that this kind of approach was valid to calculate the origin of water masses.

For each year of the last 10 years of simulation, 30000 floats are released at the first day of each month with random locations between 0 m and 50 m depth on the shelf (defined as the near shore region limited by the 200 m isobaths) between 7 °S and 13 °S. 50 m corresponds to the maximum Ekman layer depth (see section 4.2.1) and also approximately defines the lower limit of the euphotic layer on the shelf (Guillen and Calienes, 1981). Shallower depths were also tested and the results were unchanged. The trajectory of each float is integrated backward in time during 6 months. We examine the depth and latitude of the floats when they enter the shelf (*i.e.* when they cross the 200 m isobath). We also compute the time spent by the floats to travel from the shelf edge (*i.e.* 200 m isobath) to the upwelling area (called “shelf crossing time” in the following).

3- Evaluation of the simulation realism

3.1) Atmospheric simulations

Annual means of the surface winds from the IPSL-CM4 20C3M scenario, the LMDz-AMIP and SCOW are compared in **Figure 2**. Alongshore coastal wind is much more realistic in LMDz-AMIP than in IPSL-CM4. The Chilean coastal jet near 30 °S, virtually absent in IPSL-CM4, appears in LMDz-AMIP albeit slightly too broad (it extends from 32 °S to 27 °S, instead of 30 °S to 28 °S). Offshore CP, the wind is slightly weaker: 6.5 m s⁻¹ in the LMDz-AMIP instead of 7.5 m s⁻¹ in the observations. The SEP anticyclone in LMDz-AMIP is also meridionally narrower by 1-2 ° compared to the observations.

3.2) Oceanic simulations

We first validate our methodology by evaluating the realism of the CR-SCOW ROMS simulation, which corresponds to the ocean circulation under present wind conditions. Results from the CR-LMDz solution are also presented to evaluate the bias introduced by the downscaled LMDz-

AMIP forcing. **Figure 3** compares the mean SST from CR-SCOW and Pathfinder observations. The coastal upwelling cold tongue is well reproduced by the model. SST differences with respect to Pathfinder are weak (less than 1 °C) in most of the model domain, except close to the Chilean coast (~1.5 °C cold bias). Model surface velocities display the coastal Peru-Chile current (PCC) flowing equatorward along the coast, and the south-equatorial current (SEC) flowing westward at the equator, among other currents. Surface fields from CR-LMDz (not shown) are close to CR-SCOW. The main subsurface currents in the region are also sketched on **Figure 3a**: the poleward PCUC and the equatorial undercurrent (EUC) flowing westward.

Figure 4 presents a mean cross-shore section of temperature and alongshore velocities for CR-SCOW, CR-LMDz and observations averaged between 7 °S and 13 °S (see Penven et al., 2005 and Colas et al., 2012 for similar figures). As the CP coast is almost straight, alongshore quantities between 7 °S and 13 °S were computed using a constant angle and are positive when flowing northward. Coastal upwelling is evidenced by isotherms tilting and reaching the surface near the coast. In the annual mean, differences in temperature with respect to the CARS climatology are less than 0.8 °C for CR-SCOW. The PCC is 100 km wide and reaches a maximal depth of ~30 m. The core of the poleward PCUC located at 100 m depth reaches 6.5 cm s⁻¹. Chaigneau et al. (2013) observations show that the PCUC is located in the first 200 km offshore with its core between 50 and 200 m depth (**Fig. 4c**). CR-SCOW exhibits a similar PCUC structure, however, the simulated current is weaker.

In both CR-SCOW and CR-LMDz, the largest temperature bias with the CARS climatology is located in the upper 100 m of the water column (**Figs. 4a,b**). The seasonal evolution of this temperature bias, computed in the near-surface layer and averaged between 7 °S and 13 °S, is shown in **Figure 4d**. The CR-LMDz warm bias is more than twice as large as the CR-SCOW bias, due to a very reduced upwelling in CR-LMDz. In addition, the coastal PCC in CR-LMDz extends further offshore (**Fig. 4b**), reaching ~150 km (~100 km in CR-SCOW, **Fig. 4a**). The structure of the PCUC is also strongly affected: its core is even less intense (~5 cm s⁻¹ in CR-LMDz vs ~6.5 cm s⁻¹ in CR-SCOW), extends further offshore and is shallower in CR-LMDz than in CR-SCOW.

Appendix A presents a similar figure for CR-IPSL, forced by coarse IPSL winds, showing more unrealistic features.

Baroclinic instability due to the vertical shear between the PCC and PCUC alongshore velocities is an essential source of mesoscale eddy activity in this region (*e.g.* EC2012). Eddy kinetic energy (EKE) maps derived from CR-LMDz, CR-SCOW and AVISO are represented in **Figure 5**. The observed maximum EKE alongshore strip north of 20 °S is present in CR-SCOW, although weaker ($\sim 60 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$; **Fig. 5a**) than in the observations ($\sim 80\text{-}120 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$; **Fig. 5c**). As the boundary conditions and wind forcing are climatological, part of the intra-seasonal variability is not present in the model, which could partly explain the weaker modeled mesoscale eddy activity (*e.g.* Belmadani et al., 2012). In the southern part of the domain, the high EKE patch off Chile is also present in CR-SCOW, and its amplitude agrees reasonably with the observed. In CR-LMDz, the EKE pattern is much closer to the observed (**Figs. 5b,c**) than in CR-IPSL (see appendix A). However, some relatively strong biases remain such as an overly high EKE off Chile (**Fig. 5b**) due to the LMDz-AMIP wind forcing. In conclusion, the atmospheric downscaling improves the oceanic simulation but not enough to obtain realistic results. Therefore we chose to modify the atmospheric forcing in the climate scenarios, in order to reduce this bias in the climate projections (see section 2.4).

4) Results from the climate scenarios

4.1) Modifications of the alongshore circulation

Figure 6 presents the annual wind stress forcing of PI, 2CO2 and 4CO2 from the corrected LMDz-ESP05 fields. Wind decrease in 2CO2 and 4CO2 compared to PI is clearly visible north of 30-35 °S, as described by BEL2014. The CP alongshore circulation forced by these scenarios is presented in **Figure 7**. The PCC gets shallower, with maximal depths of 35 m (PI), 30 m (2CO2) and 25 m (4CO2), whereas surface velocities increase from $\sim 12 \text{ cm s}^{-1}$ (PI) to $\sim 24 \text{ cm s}^{-1}$ (2CO2) and $\sim 21 \text{ cm s}^{-1}$ (4CO2). The PCUC core intensifies from 6.5 cm s^{-1} (PI) to 7 cm s^{-1} (2CO2) and 7.5 cm s^{-1} (4CO2). Similar trends were also found by EC2012, but with a deeper PCC ($\sim 70 \text{ m}$ for PI and $\sim 40 \text{ m}$ for 4CO2). EC2012 shows that whereas the PCUC seasonal cycle is correlated to the

EUC imposed by the IPSL-CM4 oceanic boundary, the EUC mean transport exhibits no modifications between PI and 4CO₂. The intensified 4CO₂ PCUC is thus due to the wind forcing and the stratification changes. Note that Aiken et al. (2011) also found an increase in the PCUC and PCC intensities under a warming scenario (A2 SRES).

Eddy activity is also modified by the regional climate change. In the CP region, EKE is enhanced in 2CO₂ and 4CO₂ (**Fig. 8**), which can be explained by the increased alongshore flow vertical shear. Off Chile, a high EKE pattern extends poleward in 2CO₂ and 4CO₂, which is consistent with the southward displacement of the SEP anticyclone and the poleward extension of the tropics. The EKE patterns resemble those presented by EC2012: both display a high EKE strip off Peru and another EKE maximum between 22 °S and 36 °S off Chile. However, substantial differences appear between EC2012 and our results. Following EC2012, we average the mean EKE in the three regional boxes represented in **Figure 8**, and the results are summarized in **Table 3**. EKE values are about half as intense as in EC2012. In both studies, the two climate-change scenarios (2CO₂ and 4CO₂) present higher EKE values than in the PI scenario, but without a clear trend: in our simulations, and unlike EC2012, the 2CO₂ EKE is greater than the 4CO₂ EKE in the three regions, which may be due to an enhanced PCC, and current vertical shear, in 2CO₂ with respect to 4CO₂. Besides, EC2012 found no clear EKE change off southern Peru (~12 °S - 18 °S) whereas in our case, EKE intensifies along the entire Peru coast. Off Chile, the southward extension of the high EKE pattern in our 2CO₂ and 4CO₂ simulations (**Figs. 8b,c**) is not reported in EC2012 which only presents an increase in the maximum value without any changes in the spatial pattern. To examine whether the EKE modifications are due to changes in the surface wind or in the ocean stratification we analyze the 4CO₂a simulation. 4CO₂a (**Fig. 8d**) and PI only differ by their oceanic open boundaries (4CO₂ IPSL-CM4 and PI IPSL-CM4 respectively). It is clearly seen that the 4CO₂ IPSL-CM4 ocean boundary conditions account for the very large EKE increase. The 4CO₂ wind decrease with respect to PI compensates this increase only partially. Note that Aiken et al. (2011) also noticed an enhanced EKE off Chile under global warming conditions.

4.2) Upwelling variations

We now focus on coastal upwelling dynamics, which are particularly important for the productivity of the PCCS ecosystem. We first examine SST maps, as cross-shore SST gradients are illustrative of coastal upwelling intensity. **Figure 9** presents the mean SST anomalies with respect to PI for the 2CO₂ and 4CO₂ scenarios. SST increases offshore by ~2-3 °C (~4-6 °C) in the 2CO₂ (4CO₂), but the nearshore warming is even more intense, reaching ~2.5 °C (~4 °C) off Chile and ~3.5 °C (~7 °C) off Peru in the 2CO₂ (4CO₂). Different dynamical processes may cause an upwelling decrease: variations in Ekman current divergence at the coast due to alongshore equatorward wind stress, changes in the cross-shore geostrophic flow, and Ekman pumping modifications. In the following subsections, we analyze the role of these processes in detail.

4.2.1 Cross-shore mass balance

We first study the seasonal evolution of cross-shore transport in a coastal band, which can be considered as a proxy of coastal upwelling, following Colas et al. (2008). For each month, we calculate the mean horizontal transport in a coastal strip extending from 7 °S to 13 °S and from 40 km (2 model grid points from the coast) to 160 km (8 model grid points from the coast) offshore. The Ekman transport U_{Ek} is calculated with the mean alongshore stress τ_a in the strip, following equation (1):

$$U_{Ek} = \frac{\tau_a}{\rho_0 f} \quad (1)$$

Where ρ_0 is the water density and f is the Coriolis parameter. U_{Ek} is compared with the cross-shore transport U_{tot} , defined by the cross-shore velocity u_c integrated vertically in the Ekman layer:

$$U_{tot} = \int_{Z_e}^0 u_c dz \quad (2)$$

To determine the Ekman layer depth Z_e , we assume that the flow in the Ekman layer is composed by the sum of the geostrophic and Ekman currents. Following this assumption, the flow becomes

entirely geostrophic below the Ekman layer. Thus, we compute the depth Z_e below which the cross-shore total current u_c equals the cross-shore geostrophic current u_c^G , within 10% of the surface value following (3):

$$\frac{|u_c(z=Z_e) - u_c^G(z=Z_e)|}{|u_c(z=0) - u_c^G(z=0)|} < 0.1 \quad (3)$$

The geostrophic current at a given depth is computed by the integration of the thermal wind relation from the surface to this depth, and the surface geostrophic velocity is derived from the model sea level slope. The comparison between the Ekman (U_{Ek}), total (U_{tot}) and geostrophic transport (U_G) is shown in **Figure 10** for CR-SCOW. The mass balance is verified, as $U_{tot} \sim U_{Ek} + U_G$. Ekman transport overestimates total cross-shore transport by up to 40% in the annual means, due to a compensation by the shoreward geostrophic cross-shore transport U_G in the Ekman layer, as described by Colas et al. (2008) during El Niño events and by Marchesiello and Estrade (2010) in a more general context.

The same diagnostic is performed for the three climate scenarios and again the control run (**Fig. 11**). The mass balance ($U_{tot} \sim U_{Ek} + U_G$) shown in **Figure 10** is also valid in these cases (Figures not shown). Ekman transport decreases under global warming conditions (-13% for 2CO2 and -22% for 4CO2 with respect to PI, **Fig. 11a**). Total cross-shore transport U_{tot} also decreases in the annual mean (-9% for 2CO2, and -25% for 4xCO2 with respect to PI, **Fig. 11b**) and over the whole year except in late austral summer (February-April) when no significant change occurs. As in CR-SCOW, U_G is shoreward all year long, but its compensation effect weakens from March to May in 2CO2 and 4CO2 (**Fig. 11c**). Overall, the contributions of Ekman and shoreward geostrophic transports lead to a decrease in coastal upwelling except in March-April (**Fig. 11b**).

To further investigate the change in geostrophic transport U_G between PI, 2CO2 and 4CO2, we approximated it by $U_{surf}^G = u_c^G(z=0) * Z_e$, thus neglecting geostrophic velocity vertical shear in the Ekman layer. The alongshore wind stress decrease (see **Figure 11a** and BEL2014) and enhanced

thermal stratification in 4CO₂ (see section 4.2.3) result in a ~30% decrease in Z_e all year round (Fig. 12). On the other hand, the annual mean surface geostrophic velocity (derived from the sea surface height (SSH) difference at 13 °S and 7 °S, averaged from 40 km to 160 km offshore) varies little between PI and 4CO₂ (~1.8 cm s⁻¹ in both scenarios, figure not shown). Thus, the annual mean decrease in geostrophic transport (Fig. 11c) is mainly due to the Ekman layer shoaling caused by the stratification increase (Fig. 12) rather than a change in mean surface geostrophic velocity. However, the amplitude of the seasonal variations of $u_c^G(z=0)$ increases in 4CO₂ with respect to PI (Figure not shown), leading to a similar increase in the seasonal cycle of U_G . Such variations are related to the poleward propagation of coastally trapped waves forced by equatorial Kelvin waves (EKW) reaching the coast of Ecuador (e.g. Pizarro et al., 2001, Echevin et al., 2011, Belmadani et al., 2012). EKW are represented in the IPSL-CM4 solutions, and the seasonal cycle of SSH resulting from their propagation is fairly realistic in the 20C3M simulation (Figures not shown). Thus, the western boundary conditions imposed at the equator force the eastward propagation of seasonal waves along the equator and along the Peruvian coast in the ROMS model. We represent SSH anomalies at the northern (7 °S) and southern (13 °S) extremities of the CP shelf (averaged from 40 km to 160 km offshore) in Figure 13. The coastal signal is correlated with the equatorial signal in the two scenarios (correlations of 0.83 and 0.85 for PI and 4CO₂, respectively) with a time lag of ~1 month as a result of eastward and poleward propagation. Bottom friction has a dissipative effect on the coastal-trapped waves (Brink, 1982), which may explain the poleward decrease (~20% between 7 °S and 13 °S in both scenarios) in coastal SSH variability. As sea level seasonal variations are enhanced in the 4CO₂ scenario, this leads to an increase in the variations of the sea level slope between 7 °S and 13 °S, and, thus, of $u_c^G(z=0)$.

4.2.2 Ekman pumping

We now investigate upwelling in the offshore transition zone where negative wind stress curl generates upward Ekman pumping, which could have an important impact on the ecosystem (e.g.

Rykaczewski and Checkley, 2008).

Vertical velocity decomposition in geostrophic and Ekman terms leads to Equation (4) (see section 1.3 in Pedlosky, 1996) :

$$W_{tot} = w(z = Z_e) = \text{curl} \left(\frac{\boldsymbol{\tau}}{\rho_0 f} \right) - \int_{Z_e}^0 \frac{\beta}{f} v_G dz = W_{Ek} + W_G \quad (4)$$

418

With W_{tot} the vertical velocity at the base of the Ekman layer, w the vertical velocity, $\boldsymbol{\tau}$ the surface wind stress, β the meridional gradient of the Coriolis parameter, and v_G the meridional geostrophic velocity. Generally, the geostrophic vertical velocity W_G is neglected so that vertical velocity is assumed to be solely driven by the Ekman pumping W_{ek} . We evaluate the different terms (W_{tot} , W_{Ek} and W_G) of equation (4) in a strip off Peru, extending from 7 °S to 13 °S and from 40 km to 160 km offshore, which corresponds to the coastal transition zone. At each grid point of the strip, we compute the different terms at the Ekman layer depth Z_e (defined in subsection 4.2.1), and average them over the whole strip.

Ekman pumping decreases in the annual mean (-3% for 2CO2 and -16% for 4CO2) with respect to PI, and is lower in 2CO2 and 4CO2 than in PI for all seasons (**Fig. 14a**). In contrast, W_{tot} is slightly larger in 2CO2 and 4CO2 than in PI from March to June (**Fig. 14b**). It is thus important to note that W_{Ek} alone does not fully explain all the variations in W_{tot} , but rather underestimates W_{tot} by up to 30% in our case. Taking W_G into account (**Fig. 14c**) reduces the error by ~50%. Note that the small differences (~7-13%) between W_{tot} (**Fig.14b**) and ($W_{Ek} + W_G$) (**Fig.14c**) could be attributed to ageostrophic motion taking place at the base of the surface layer.

4.2.3) Source of upwelled water

An important upwelling characteristic is the depth of the source water, *i.e.* the offshore depth of the water parcels before they are upwelled near the coast. A change in source water depth may

affect their nutrient content and the nearshore productivity (*e.g.* Rykaczewski and Dunne, 2010, Albert et al., 2010). Here we study the modifications in the source water origin (depth and latitude range) with the methodology described in section 2.5. Results are presented for the PI and 4CO₂ simulations only (2CO₂ provides results similar to 4CO₂). For a given month, source water depths and latitude from distinct simulation years present approximately the same mean and standard deviation (Figures not shown), since our simulations forced by climatological boundary and atmospheric forcings present a weak interannual variability. Therefore, we present climatological results, *i.e.* averaged for each month over 10 years.

Figure 15a presents the shelf crossing time as a function of particle release date. There are no striking differences between the two climate scenarios : source water parcels need, on average, ~2 months to cross the shelf and reach the surface layer. Standard deviation is large: in some cases (*e.g.* the floats reaching the upwelling zone in April), some floats take less than a month to cross the shelf whereas others take up to 4 months. This can be partly explained by the different initial depths of the particles. When entering the shelf, deep particles are advected by a slow cross-shore current (less than 1 cm s⁻¹ below 80 m depth, Figure not shown) while particles in the upper part of the onshore flow are advected by a faster current (~1-2 cm s⁻¹ between 50 m and 80 m, Figure not shown). Furthermore, deep particles also need more time than shallow ones to reach the surface layer due to slower vertical velocities (<1m day⁻¹, Figure not shown).

Figure 15b presents the changes in source water latitude. While the source water enters the shelf further north, with the exception of late austral summer (February-April). Rivas and Samelson (2010) performed a similar modeling experiment of the Oregon upwelling zone to track the source waters reaching a cross-shore coastal section. They showed, rather expectedly, that the latitude of the source water is located north of the section when the floats are released in the southward surface current, and south of the section when their launching depth was located in the northward counter-current (see their Figures 9a,c). In our study, particles are either advected equatorward in the PCC

or poleward in the PCUC prior to being upwelled. As the PCC is shallower in the 4CO₂ simulation (see section 3.2 and **Figure 7c**), fewer (more) floats are initially released in the equatorward (poleward) flow, which results in a mean latitude of source water parcels located further north in 4CO₂ than in PI. In addition, the PCUC being more intense in 4CO₂ than in PI, a water parcel advected for a same duration (~2 months, **Fig. 15a**) in the PCUC will cover a larger distance in 4CO₂ than in PI. This also leads to an entrance on the shelf located further north in the 4CO₂ case.

The seasonal variations of source water depth are represented in **Figure 15c**. Particle depths are much shallower in the 4CO₂ scenario (differences between both simulation reaches ~50 m in austral spring) except in April-May. Lentz and Chapman (2004) showed that the cross-shore isopycnal slope in a coastal upwelling system is proportional to $\frac{f}{N}$, with N the Brunt-Väisälä frequency. Thus, in the case of an unchanged wind forcing and a stratification increase, isopycnal slope reduces, and the deeper layers do not reach the surface near the coast (Roemmich and McGowan, 1995). Hence, an enhanced stratification leads to a shallower source of upwelled water. **Figure 16a** presents a mean cross-shore section of the stratification difference between PI and 4CO₂ and the respective positions of the mean pycnocline (note that pycnocline and thermocline depths are almost identical). As expected, 4CO₂ is more stratified than PI and its pycnocline is slightly shallower. The shelf-averaged $\int N^2 dz$ (averaged over the area comprised between 7 °S, 13 °S, the coast and the 200 m isobath and depth-integrated from the surface to 150 m depth) shows a larger stratification all year round in 4CO₂ with respect to PI (**Fig. 16b**). Changes of the coastal wind stress structure can also modify the upwelling sources (*e.g.* Song et al., 2011). Nearshore stratification in 4CO_{2a} is very close to 4CO₂ because it is forced by the same large-scale conditions (**Figure 16b**). 4CO_{2a} water near the CP coast is only ~10% less stratified than in 4CO₂, due to the stronger upwelling-favorable wind stress in 4CO_{2a}. Consequently, the source water depths present a shoaling in both simulations compared to PI, and are ~10% shallower in 4CO₂ (**Fig. 15c**) than in 4CO_{2a}. Thus, the increase in stratification accounts for the upwelling of shallower source waters in

4CO₂ than in PI (**Fig. 15c**). This increase is mainly due to the enhanced stratification imposed by the large scale circulation and heat fluxes, and is locally strengthened by the decreased upwelling. Late austral summer to fall is the period with the smallest differences between PI and 4CO₂ (**Fig. 15c**). At this time of year, the dynamical forcing of the upwelling (i.e. coastal horizontal divergence and Ekman pumping, see sections 3.3.1 and 3.3.2) are unchanged with global warming, resulting in a similar source water depth.

5) Discussion and conclusions

The evolution of the PCCS under 3 climate change scenarios corresponding to PI and increased atmospheric CO₂ concentration is studied using a dynamical downscaling of the IPSL-CM4 CGCM. Alongshore ocean circulation presents an intensification of the poleward subsurface PCUC as well as a shoaling of the surface equatorward PCC when regional warming increases. Such changes, also found in the modeling study of EC2012, lead to an enhanced mesoscale eddy activity. A cross-shore horizontal mass balance in the Ekman layer close to the coast is used to diagnose coastal upwelling. It shows that the mean offshore transport associated with coastal upwelling decreases in the 2CO₂ and 4CO₂ scenarios with respect to the PI scenario, except during a few months in late austral summer. Thus, according to EC2012 and the present findings, Bakun (1990)'s hypothesis that wind-driven upwelling should increase in EBUS under climate change is not verified in the Peru region for the climate scenarios we investigated. Our results are supported by trends in other large-scale coupled models than IPSL-CM4. In particular, BEL2014 showed that the IPSL-CM4 alongshore wind negative trend in the CP region is shared by the majority of 12 AR4 CGCM and by the multimodel mean.

One remarkable result of our study is the strong surface warming of Peruvian waters and, to a lesser extent, of Chilean waters, which contrast with the cooling trend observed over the last decades. Indeed, using observations and atmospheric model reanalyses in the central Chile region, Falvey and Garreaud (2009) found a cooling trend extending north to the Peru coast. Gutierrez et al.

(2011) analyzed SST time series derived from sediments proxies and from observational SST at piers and confirmed the cooling trend off Peru in the last 50 years.

The observed nearshore SST cooling off Peru could be explained by an enhanced upwelling, driven by an alongshore wind intensification as shown by Bakun (1990) using ICOADS data. Nevertheless, these wind measurements were partly biased due to the increase in anemometer height on ships over the years (Tokinaga and Xie, 2011), and corrected data no longer show a clear increasing trend in the Peru region (see Fig. 1 in Tokinaga and Xie, 2011). Differences between the observed cooling trend and our results can be explained by various reasons: first, the observed trend could be due to multidecadal variability, which is filtered in our modeling framework based on the analysis of the seasonal climatological cycle under radically different climates. Second, discrepancies between our results and observed trends might also be due to the resolution (50 km) of our downscaled atmospheric product, which could still be too coarse to correctly force the nearshore upwelling dynamics. For example, a model with a higher spatial resolution may allow to better represent the wind drop-off near the coast (*e.g.* Renault et al., 2012), modifying the respective roles of Ekman pumping and Ekman transport, and potentially the SST trends. Finally, the feedback of SST on surface wind was not taken into account in our so-called forced ocean model set up. Introducing this effect might modify land-sea and alongshore pressure gradients (Bakun, 1990), impacting the coastal wind, and hence upwelling and mesoscale activity (Perlin et al., 2006, Jin et al., 2009). Using a coupled model simulating these processes is however beyond the scope of the present study and reserved for future work.

Note that, in a modeling study, Aiken et al. (2011) also found a SST cooling of ~ 2 °C in austral summer off the Chilean coasts, using the downscaled wind forcing from the A2 SRES scenario, whereas we found a 4-5 °C SST increase in 4CO₂ (**Fig. 9b**) in spite of an upwelling strengthening (Figure not shown). These opposed trends could be explained by the fact that they used oceanic initial and boundary conditions corresponding to present climate (World Ocean Atlas climatology). Thus, their climate-change simulations did not take into account the impact of global warming on the large-scale oceanic stratification in the PCCS, whereas ours do.

Our results can be compared with those of EC2012. They are not independent as the same CGCM (IPSL-CM4) was downscaled, using different methods. The statistical downscaling of surface winds performed by GO2011, which is computationally less costly than the dynamical downscaling method, is based on the strong hypothesis that the statistical relation between large-scale atmospheric patterns (from NCEP reanalysis) and Peru-Chile surface winds (from QuikSCAT) is not modified by global warming. EC2012's and our study show that the mesoscale dynamics forced by dynamically and statistically downscaled atmospheric fields have common trends, which is encouraging for the use of statistical downscaling methods. This is in line with results of Cambon et al. (2013), who showed a good agreement between the modeled ocean circulation forced by statistically downscaled winds and by observed winds over the 1992-2000 time period. However, modifications of the wind stress seasonal cycle of GO2011 and BEL2014 differ: GO2011 presents a moderate austral winter strengthening and an austral summer weakening, contrasting with our year-round decrease (**Fig. 11a**). As expected, the seasonal cycle of coastal upwelling is impacted by the wind changes: while EC2012 evidenced a moderate austral winter increase (5-10%) and a 10-20% decrease during austral summer from PI to 4CO₂ (see Fig.8b in EC2012), our simulations show a clear decrease from May to February (from ~15% in May to ~70% in December) and almost no austral summer increase (**Fig. 11b**). In EC2012, the modifications in the upwelling seasonal cycle are directly related to those of the wind stress, while our simulations show that changes in cross-shore geostrophic transport play an important role, as it compensates entirely the (austral) summer Ekman transport decrease. This comparison underlines differences between statistical (EC2012) and dynamical (this study) downscaling, pointing to the need for further studies to reduce the uncertainty in nearshore wind stress changes.

Our results show that compensation of coastal upwelling by cross-shore geostrophic currents is an important process, which needs to be taken into account (Colas et al. 2008, Marchesiello and Estrade, 2010). In all of our simulations, the onshore geostrophic velocity plays an important role

all year round and compensates up to one third of the Ekman transport (**Fig. 11**). During late austral summer in the 4CO₂ scenario off Peru, the Ekman transport is weaker than in PI. However, the onshore geostrophic flow decreases between January and April in 4CO₂, compensating the wind weakening, and resulting in a total upwelling similar to PI. The important message here is that the upwelling late summer evolution could not have been deduced solely from Ekman transport changes.

In addition, Ekman pumping (derived from wind stress) is often used to infer vertical fluxes of nutrients in the coastal transition zone (*e.g.* Chavez and Messié, 2009) and has been linked to zooplankton decadal variability in upwelling systems (*e.g.* Rykaczewski and Checkley, 2008 in the California EBUS). Our results show that the often-neglected geostrophic vertical velocity may contribute to up to 30% of the total vertical flux at the Ekman layer depth. In our projections, the vertical flux increases moderately in the austral late-summer and early-spring seasons (**Fig. 14a-c**), whereas Ekman pumping decreases. In conclusion, upwelling indices from Ekman pumping and divergence of Ekman transport at the coast derived from atmospheric model fields are not sufficiently accurate, and oceanic regional simulations are essential to take into account the regulating role of geostrophic currents.

Changes in mesoscale eddy activity may have a strong influence on biological activity at long time scales, particularly on nearshore larval retention patterns and connectivity (*e.g.* Aiken et al., 2011, Brochier et al., 2013). The increase in EKE found in this study does not vary linearly with respect to the intensity of the greenhouse effect: the 2CO₂ simulation presents a slightly more intense mesoscale activity than the 4CO₂ simulation (see **Table 3**). The impact of climate change may thus be very strong even under less extreme scenarios than the 4CO₂. Off Chile, the increase is also larger in 2CO₂ than in 4CO₂. EC2012 found an increase in EKE, but it was higher in 4CO₂ than in 2CO₂ off Peru and Central Chile (see **Table 3**). However, these values are twice as high as those from our study and the patterns appear in slightly different locations, which makes the comparison difficult. Note also that EC2012 used daily wind forcing while we used monthly

forcing, which reduces EKE in our case.

The changes in upwelling intensity and source water depth evidenced in our projections could also have a tremendous impact on the ecosystem productivity. Indeed, our simulations show that the annual mean upwelling intensity decreases and that the upwelling source waters are shallower under intensified surface warming. Both effects may lead to a decrease in surface layer nutrient concentration, which could decrease primary productivity. McGowan et al. (2003) investigated the processes driving a decrease in source waters nutrient load during the Californian warm shift in 1976/1977. During the shift, alongshore coastal wind and wind stress curl increased but nutrient concentration decreased in the upper layer. They showed that the enhanced stratification and the deepening of the thermocline were responsible for the evolution of biogeochemical conditions. Using a regional ocean model, Chhak and Di Lorenzo (2007) reproduced the shoaling of the source waters during the warm phase of the shift, resulting mainly from the large-scale wind changes. These studies suggest that a stratification increase due to either surface heating and/or large-scale wind changes may have a negative influence on the nutrient enrichment of surface water. In our case, both the wind forcing decrease and stratification increase may contribute to a decrease in the nutrient supply off Peru. Besides, note that the annual cycle of productivity off Peru is 180 ° out of phase with the upwelling intensity, suggesting that light availability and wind mixing limit phytoplankton blooms in austral winter time (Echevin et al., 2008, Gutierrez et al., 2011). Therefore, during the main upwelling season, a shoaling of the mixed layer due to the wind decrease could mitigate the impact of the reduced upwelling of subsurface nutrients on biological productivity. Coupling a biogeochemical model to our oceanic model in future studies would allow investigating in greater detail the climate-change induced biogeochemical trends (*e.g.* Franks et al., 2013).

Our modeling approach presents some limitations. First, the atmospheric forcing was built by adding model fields from climate projections and observational climatologies (SCOW for winds and COADS for heat fluxes) as in Bruyere et al. (2014), assuming that the bias will remain identical

under climate change conditions. Thus, the seasonal anomalies are not consistent with the mean state of the forcing. Besides, a corollary result of our study is that the direct forcing of the ocean circulation by LMDz downscaled atmospheric fields, which seems quite realistic (**Fig.2**), introduces nonetheless a substantial bias in the modeled ocean circulation (**Figs. 4b and 5b**). Part of this bias (e.g. the position of the SEP anticyclone) is likely inherent to the large-scale atmospheric circulation simulated by LMDz. In this work, we assumed that our projections would be more robust by using an *ad hoc* corrected surface forcing (see section 2.3) to reduce the bias. We can conclude that significant improvements of the state-of-the-art regional and global atmospheric (and coupled) GCMs are necessary before we can use surface wind fields from these modeling systems without *ad hoc* corrections to force regional oceanic simulations.

Other EBUS may show different trends due to climate change than the ones in the PCCS. In the California system, Snyder et al. (2003) and Diffenbaugh et al. (2004) evidenced an increase in upwelling-favorable winds under global warming scenarios, consistently with the coastal wind strengthening and SST decrease observed during the last 30 years (Garcia-Reyes and Largier, 2010). Using the NCEP and ERA40 reanalysis in addition to the ICOADS database, Narayan et al. (2010) confirmed Bakun (1990)'s trends showing a steady increase in intensity over the period 1960-2001 in the four major EBUS. Note however that the realism of wind and proxy-derived temperature trends is subject to debate in the North-West African system (Barton et al., 2013). Regional climate modeling studies are undoubtedly of great help to better understand the physical processes driving the trends of the last decades.

Appendix A:

We comment here results from a ROMS simulation forced by the coarse resolution IPSL wind forcing (CR-IPSL). The alongshore flow displays unrealistic features such as a very weak undercurrent, and a very strong offshore counter-current (**Fig. A.1**), in comparison with features described in the literature (*e.g.* Chaigneau et al., 2013, **Fig. 4c**). The spatial pattern of EKE (**Fig. A.2**) is displaced away from the coast and the intensity is far too high in comparison with EKE derived from AVISO (**Fig. 5c**). Similar unrealistic results were described by Colas et al. (2012) and Cambon et al. (2013) using the coarse resolution NCEP winds as wind forcing. This clearly justifies our downscaling approach based on the use of surface winds from the LMDz-ESP05 model described in detail in BEL2014.

Acknowledgments: V. Oerder and F. Colas were sponsored by the Agence Nationale de la Recherche PEPs-VMCS2008 and PULSATION-11-MONU-010 projects. V. Oerder stay at IMARPE was partly funded by a grant “Aide à la mobilité internationale des étudiants” from Ile-de-France region. Simulations were performed on the Cratos and Adonis servers hosted at LOCEAN and using HPC resources from GENCI-IDRIS (projects i2011011140 and x2012016895). Christophe Hourdin is acknowledged for his help in implementing and running the model on the various servers. Patrick Marchesiello and Ivonne Montes are acknowledged for helpful discussion. Alexis Chaigneau is acknowledged for providing current observations. The Instituto del Mar del Peru (IMARPE) is acknowledged for hosting V. Oerder at the Laboratorio de Modelado Oceanografico, ecosistemico y del cambio climatico (LMOECC). Jorge Ramos is acknowledged for his help in running ROMS-offline at LMOECC. The altimeter products were produced by SSALTO-DUACS and distributed by AVISO with support from CNES. The AVHRR-Pathfinder SST data were obtained from the Physical Oceanography Distributed Active Archive Center (PO.DAAC) at the NASA Jet Propulsion Laboratory. The CARS climatology is from the CSIRO Marine Laboratories (www.cmar.csiro.au/cars). The SCOW scatterometer wind stress data can be downloaded at <http://cioss.coas.oregonstate.edu/scow/>. Numerical data analyzed in this article were obtained by models experiments described in section 2. Contact the corresponding author for more information (vera.oerder@locean-ipsl.upmc.fr).

REFERENCES

- Aiken, C. M., Navarrete, S. A., Pelegri, J.L. (2011) Potential changes in larval dispersal and alongshore connectivity on the central Chilean coast due to an altered wind climate. *J. Geophys. Res.*, 116, doi:10.1029/2011JG001731
- Albert, A., Echevin, V., Lévy, M., Aumont O. (2010) Impact of nearshore wind stress curl on coastal circulation and primary productivity in the Peru upwelling system. *J. Geophys. Res.*, 115, C12033, doi:10.1029/2010JC006569
- Bakun, A. (1990) Global climate change and intensification of coastal ocean upwelling. *Science*. 247:198-201, doi:10.1126/science.247.4939.198
- Bakun, A., Nelson, C. (1991) The seasonal cycle of wind-stress curl in subtropical eastern boundary current regions. *J. Phys. Oceanogr.*, vol 21, No12,1815-1833., doi :10.1175/1520-0485(1991)021<1815:TSCOWS>2.0.CO;2
- Barton, E.D., Field, B.D., Roy, C. (2013) Canary current upwelling: More or less? *Prog. Oceanogr.*, doi:10.1016/j.pocean.2013.07.007
- Belmadani, A., Echevin, V., Codron, F., Takahashi, K., Junquas, C. (2014) What dynamics drive future winds scenarios off Peru and Chile? *Clim. Dyn.*, 43(7-8), 1893-1914, doi:10.1007/s00382-013-2015-2
- Belmadani, A., Echevin V., Dewitte B., Colas F. (2012) Equatorially forced intraseasonal propagations along the Peru-Chile coast and their relation with the nearshore eddy activity in 1992–2000: A modeling study. *J. Geophys. Res.*, 117, C04025, doi:10.1029/2011JC007848
- Blanke, B., Raynaud S. (1997) Kinematics of the Pacific Equatorial Undercurrent: An Eulerian and Lagrangian approach from GCM results. *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 1038–1053, doi:10.1175/1520-0485(1997) 027<1038:KOTPEU>2.0.CO;2
- Boé, J., Hall, A., Colas, F., McWilliams, J., Qu, X., Kurian, J., Kapnic, S. (2011) What shapes mesoscale wind anomalies in coastal upwelling zones? *Clim. Dyn.*, 36:2037-2049, doi:10.1007/s00382-011-1058-5

- Brink, K. H. (1982) The effect of bottom friction on low-frequency coastal trapped waves. *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 127-133, doi:10.1175/1520-0485(1982)012<0127:TEOBFO>2.0.CO;2
- Brochier, T., Echevin, V., Tam, J., Chaigneau, A., Goubanova, K., Bertrand, A. (2013) Climate change scenario experiment predict a future reduction in small pelagic fish recruitment in the Humboldt Current system. *Global Change Biology*, doi:10.1111/gcb.12184
- Bruyere, C.L., Done, J.M., Holland, G.J, Fredrick, S. (2014) Bias corrections of global models for regional climate simulations of high-impact weather. *Clim. Dyn.*, 43, 1847–1856, doi:10.1007/s00382-013-2011-6
- Cambon, G., Goubanova, K., Marchesiello, P., Dewitte, B., Illig, S. (2013) Assessing the impact of downscaled winds on a regional ocean model simulation of the Humboldt system. *Ocean Modelling*, 65, 11-24, doi:10.1016/j.ocemod.2013.01.007
- Chaigneau, A., N. Dominguez, G. Eldin, L. Vasquez, R. Flores, C. Grados, Echevin, V. (2013) Near-coastal circulation in the Northern Humboldt Current System from shipboard ADCP data, *J. Geophys. Res. Ocean*, 118, doi:10.1002/jgrc.20328
- Chavez F.P., Messié M. (2009) A comparison of eastern boundary upwelling ecosystems, *Prog. Oceanogr.*, 83:80–96, doi:10.1016/j.pocean.2009.07.032
- Chavez, F., Bertrand, A., Guevara-Carrasco R., Soler, P., Csirke, J. (2008) The northern Humboldt Current System : Brief history, present status and a view towards the future. *Prog Oceanogr.*, 79, 95-105, doi:10.1016/j.pocean.2008.10.012
- Chhak, K., Di Lorenzo, E. (2007) Decadal variations in the California Current upwelling cells. *Geophys. Res. Lett*, 34, L14604, doi:10.1029/2007GL030203
- Colas, F., Capet, X., McWilliams, J.C., Shchepetkin, A. (2008) 1997-1998 El Niño off Peru: a Numerical study. *Prog. Oceanogr.*, vol 79, 2, 138-155, doi:10.1016/j.pocean.2008.10.015
- Colas, F., McWilliams J. C., Capet, X., Kurian, J. (2012) Heat balance and eddies in the Peru-Chile current system. *Clim. Dyn.*, 39(1-2), 509-529, doi: 10.1007/s00382-011-1170-6
- DaSilva, A., Young C., Levitus S. (1994) Atlas of Surface Marine Data 1994, vol. 1, Algorithms and Procedures, NOAA, Silver Spring, Md

- Diffenbaugh, N.S., Snyder, M.A., Sloan, L.C. (2004) Could CO₂-induced land-cover feed-backs alter near-shore upwelling regimes? *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* 101, 27-32. doi: 10.1073/pnas.0305746101
- Echevin, V., Colas F., Chaigneau A., Penven P. (2011) Sensitivity of the Northern Humboldt Current System nearshore modeled circulation to initial and boundary conditions. *J. Geophys. Res.*, 116, C07002, doi:10.1029/2010JC006684
- Echevin, V., Aumont, O., J. Ledesma, Flores, G. (2008) The seasonal cycle of surface chlorophyll in the Peruvian upwelling system: A modeling study. *Progr. Oceanogr.*, 79, 167-176, doi:10.1016/j.pocean.2008.10.026
- Echevin, V., Goubanova, K., Belmadani, A., Dewitte, B. (2012) Sensitivity of the Humboldt current system to global warming: A downscaling experiment from the ipsl-cm4 model. *Clim. Dyn.*, 38(3-4), 761-774, doi :10.1007/s00382-011-1085-2
- Falvey, M., Garreaud, R. (2009) Regional cooling in a warming world: Recent temperature trends in the southeast Pacific and along the west coast of subtropical South America (1979-2006). *J. Geophys. Res.*, 114, D04102, doi:10.1029/2008JD010519
- Franks, P.J.S., Di Lorenzo E., Goebel N.L., Chenillat F., Riviere P., Edward C.A., Miller A.J. (2013) Modeling physical-biological responses to climate change in the California Current system. *Oceanography*, 26, 26-33, doi:10.5670/oceanog.2013.42
- García-Reyes, M., Largier, J. (2010) Observations of increased wind-driven coastal upwelling off central California, *J. Geophys. Res.*, 115, C04011, doi:10.1029/2009JC005576
- Garreaud, R., and Falvey, M. (2008) The coastal winds off western subtropical South America in future climate scenarios. *Int. J. Climatol.*, 29, 543-554, doi : 10.1002/joc.1716
- Goubanova, K., Echevin, V., Dewitte, B., Codron, F., Takahashi, K., Terray, P., Vrac, M. (2011) Statistical downscaling of sea surface wind over the Peru-Chile upwelling region: diagnosing the impact of climate change from the ipsl-cm4 model. *Clim. Dyn.*, 36, 1365-1378, doi:10.1007/s00382-010-0824-0
- Guilyardi, E. (2006) El Niño–mean state–seasonal cycle interactions in a multi-model ensemble,

Clim.Dyn., 26: 329–348, DOI 10.1007/s00382-005-0084-6

- Gutiérrez, D., Bouloubassi, I., Sifeddine, A., Purca, S., Goubanova, K., Graco, M., Field, D., Méjanelle, L., Velazco, F., Lorre, A., Salvetteci R., Quispe, D., Vargas, G., Dewitte, B., Ortlieb, L. (2011) Coastal cooling and increased productivity in the main upwelling zone off Peru since the mid-twentieth century, *Geophys. Res. Lett.*, 38, L07603, doi:10.1029/2010GL046324
- Hourdin, F., Musat, I., Bony, S., Braconnot, P., Codron, F., Dufresne, J.L., Fairhead, L., Filiberti, M.A., Friedlingstein, P., Grandpeix, J.Y., Krinner, G., LeVan, P., Li, Z.X., Lott, F. (2006) The LMDZ4 general circulation model: climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection. *Clim. Dyn.* 27(7–8):787–813, doi : 10.1007/s00382-006-0158-0
- Hurrell, J., Hack, J., Shea, D., Caron, J., Rosinski, J. (2008) A new sea surface temperature and sea ice boundary dataset for the community atmosphere model. *J. Climate*, 21, 5145-5153, 10.1175/2008JCLI2292.1
- Jin, X., Dong, C., Kurian, J., McWilliams, J.C., Chelton, D.B., Li, Z. (2009) SST/wind interaction in coastal upwelling: Oceanic simulation with empirical coupling. *J Phys Oceanogr* 39(11):2957-2970, doi : 10.1175/2009JPO4205.1
- Jones, R. G., Noguier, M., Hassell, D.C., Hudson, D., Wilson, S.S. Jenkins, G.J. Mitchell, J.F.B. (2004) Generating high resolution climate change scenarios using PRECIS, 40 pp., Met. Office Hadley Centre, Exeter
- Kang, S. M., Lu, J. (2012) Expansion of the Hadley Cell under Global Warming: Winter versus Summer. *Journal of Climate*, 25, 8387–8393, doi:10.1175/JCLI-D-12-00323.1
- Kilpatrick, K. A., Podestá, G. P., Evans, R. (2001) Overview of the NOAA/NASA advanced very high-resolution radiometer Pathfinder algorithm for sea surface temperature and associated matchup database. *J. Geophys. Res.*, 106(C5), 9179–9197, doi:10.1029/1999JC000065
- Lentz, S. J., Chapman, D. C. (2004) The importance of non-linear cross-shelf momentum flux

- during wind-driven coastal upwelling. *J. Phys. Oceanogr.*, 34, 2444-2457, doi : 10.1175/JPO2644.1
- Liu, W.T., Katsaros, K.B., Businger, J.A. (1979) Bulk parameterization of the air-sea exchange of heat and water vapor including the molecular constraints at the interface. *J. Atmos. Sci.*, 36, 1722-1735., doi : 10.1175/1520-0469(1979)036<1722:BPOASE>2.0.CO;2
- Madec, G., Delecluse, P., Imbard, M., Levy, C. (1998) OPA version 8.1 Ocean General Circulation Model Reference Manual, Note du Pole de Modélisation, Institut Pierre et Simon Laplace (IPSL), France, No11, 91 pp
- Marchesiello, P., Estrade, P. (2010) Upwelling limitation by geostrophic onshore flow, *J. Mar. Res.*, 68, 37–62, doi:10.1357/002224010793079004
- Marti, O., Braconnot, P., Dufresne, J.-L., Bellier, J., Benshila, R., Bony, S., Brockmann, P., Cadule, P., Caubel, A., Codron, F. (2010) Key features of the IPSL ocean atmosphere model and its sensitivity to atmospheric resolution. *Clim. Dyn.*, 34(1):1-26, doi:10.1007/s00382-009-0640-6
- Mason, E., Colas, F., Pelegri, J.L. (2012) A lagrangian study tracking water parcel origins in the Canary Upwelling System. *Scientia Marina*, 76S1, 79-84, doi:10.3989/scimar.03608.18D
- McGowan, J. A., Bograd, S. J., Lynn, R. J., Miller, A. J. (2003) The biological response to the 1977 regime shift in the California Current. *Deep-sea Research II*, 50, 2567-2582, doi: 10.1016/s0967-0645(03)00135-8
- Montes, I., F. Colas, X. Capet, and Schneider, W. (2010) On the pathways of the equatorial subsurface currents in the eastern equatorial Pacific and their contributions to the Peru-Chile Undercurrent, *J. Geophys. Res.*, 115, C09003, doi:10.1029/2009JC005710
- Nakicenovic, N., Alcamo, J., Davis, G., De Vries, B., Fenhann, J., Gaffin, S., Gregory, K., Grübler, A., Yong Jung, T., Lebre La Rovere, E., Michaelis, L., Mori, S., Morita, T., Pepper, W., Pitcher, H., Price, L., Riahi, K., Roehrl, A., Rogner, H., Sankovski, A., Schlesinger, M., Shukla, P., Smith, S., Swart, R., Van Rooijen, S., Victor, N., Dadi, Z. (2000) Special report on emissions scenarios: A special report of working group III of the intergovernmental panel on climate change, 599 pp., Cambridge University Press, Cambridge

- Narayan, N., A. Paul, S. Mulitza, and Schulz, M. (2010) Trends in coastal upwelling intensity during the late 20th century. *Ocean Sci. Discuss.*, 6, 815-823, doi:10.5194/os-6-815-2010
- Pascual, A., Faugere, Y., Larnicol, G., Le Traon, P. (2006) Improved description of the ocean mesoscale variability by combining four satellite altimeters, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L02611, doi:10.1029/2005GL024633.
- Pedloski, J. (1996) *Ocean Circulation Theory*, Berlin, Springer, pp 453
- Penven, P., Echevin, V., Pasapera, J., Colas, F., Tam, J. (2005) Average circulation, seasonal cycle, and mesoscale dynamics of the Peru Current System : A modeling approach. *J. Geophys. Res.*, 110, C10021, doi:10.1029/2005JC002945
- Perlin, N., Skillingstad, E.D., Samelson, R.M., Barbour, P.L. (2006) Numerical simulation of Air-Sea coupling during coastal upwelling. *J. Phys. Oceanogr.*, 37, 2081-2093, doi: 10.1175/JPO3104.1
- Pizarro, O., Clarke, A. J., Van Gorder, S. (2001) El Niño sea level and currents along the South American coast: comparison of observations with theory. *J. Phys. Oceanogr.*, 31, 1891–1903, doi : 10.1175/1520-0485(2001)031<1891:ENOSLA>2.0.CO;2
- Renault, L., Debitte, B., Marchesiello, P., Illig, S., Echevin, V., Cambon, G., Ramos, M., Astudillo, O., Minnis, P., Ayers, J. K. (2012) Upwelling response to atmospheric coastal jets off central Chile: A modeling study of the October 2000 event, *J. Geophys. Res.*, 117, C02030, doi:10.1029/2011JC007446
- Risien, C., Chelton, D. (2008) A global climatology of surface wind and wind stress fields from eight years of Quikscat scatterometer data. *J. Phys. Oceanogr.*, 38 :2379-2413 , doi: 10.1175/2008JPO3881.1
- Rivas, D., Samelson, R. M. (2010) A numerical modeling study of the upwelling sources waters along the Oregon coast during 2005, *J. Phys. Oceanogr.*, 41, 88-102, doi: 10.1175/2010JPO4327.1
- Roemmich, D., McGowan, J. (1995) Climatic warming and the decline of zooplankton in the California current. *Nature*, 267, 1324-1326, doi: 10.1126/science.267.5202.1324

- Rykaczewski, R., Checkley, D. (2008) Influence of winds on the pelagic ecosystem in upwelling regions, *Proc. Natl. Acad. Sci.*, 105,6, 1965-1970, doi: 10.1073/pnas.0711777105
- Rykaczewski, R.R., Dunne, J.P. (2010) Enhanced nutrient supply to the California Current Ecosystem with global warming and increased stratification in an earth system model. *Geophys. Res. Lett.* 37:L21606, doi:10.1029/2010GL045019
- Shchepetkin, A. F., McWilliams, J.C. (2005) The regional oceanic modeling system : a split explicit free-surface topography-following-coordinate ocean model. *Ocean Model*, 9 :347-404, 10.1016/j.ocemod.2004.08.002
- Shchepetkin, A. F., McWilliams, J.C. (2009) Correction and Commentary for "Ocean Forecasting in Terrain-Following Coordinates: Formulation and Skill Assessment of the Regional Ocean Modeling System" by Haidvogel et al., *J. Comp. Phys.* 227, pp. 3595-3624. *J. Comput. Phys.*, 228, pp. 8985-9000, doi:10.1016/j.jcp.2009.09.002
- Smith, W. H. F., Sandwell, D.T. (1997) Global Seafloor Topography from Satellite Altimetry and Ship Depth Soundings, *Science* 277: 1956-1962, doi: 10.1126/science.277.5334.1956
- Snyder, M.A., Sloan, L.C., Dittenbach, N.S., Bell, J.L. (2003) Future climate change and upwelling in the California Current. *Geophys. Res. Lett.* 30(15):1823. doi:10.1029/2003GL017647
- Song, H., Miller, A.J., Cornuelle, B.D., Di Lorenzo, E. (2011) Changes in upwelling and its water sources in the California Current System driven by different wind forcing. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*. 52:170-191. doi :10.1016/j.dynatmoce.2011.03.001
- Steinacher, M., Joos, F., Frölicher, T. L., Bopp, L., Cadule, P., Cocco, V., Doney, S. C., Gehlen, M., Lindsay, K., Moore, J. K., Schneider, B., Segschneider, J. (2010) Projected 21st century decrease in marine productivity: a multi-model analysis, *Biogeosciences*, 7, 979-1005, doi:10.5194/bg-7-979-2010
- Tokinaga, H., Xie, S.P. (2011) Wave and Anemometer-based Sea-surface Wind (WASWind) for climate change analysis, *J. Clim.*, 24, 267–285. doi: 10.1175/2010JCLI3789.1

Vecchi, G. A., Soden, B. J. (2007) Global warming and the weakening of tropical circulation. *J. Climate*, 20 : 4316-4340, doi : 10.1175/JCLI4258.1

Wyant, M.C., Wood, R., Bretherton, C. S., Mechoso, C. R., Bacmeister, J., Balmaseda, M. A., Barrett, B., Codron, F., Earnshaw, P., Fast, J., Hannay, C., Kaiser, J. W., Kitagawa, H., Klein, S. A., Köhler, M., Manganello, J., Pan, H.-L., Sun, F., Wang, S., and Wang, Y. (2010) The PreVOCA experiment: Modeling the lower troposphere in the Southeast Pacific. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **10**, 4453-5010, doi: 10.5194/acp-10-4757-2010.

Table captions :

Table 1 : SST forcing and initial conditions of the LMDz-ESP05 simulations. LMDz-ESP05 is the atmospheric compound (LMDz) of the IPSL-CM4 CGCM, with a configuration using a refined horizontal grid ($1/2^\circ$) near Peru and Chile. Initial conditions come from the IPSL-CM4 CGCM. The LMDz-ESP05 is forced by the climatological AMIP SST or a climatology of the IPSL-CM4 SST corrected with AMIP. 20C3M, PI, 2CO2 and 4CO2 correspond to IPSL-CM4 climate scenarios with atmospheric CO2 concentrations following, respectively, observed levels, fixed pre-industrial levels, doubling and quadrupling trends.

Table 2 : Atmospheric (wind stress and heat fluxes) and initial/open boundary forcing of the ROMS simulations. SCOW are climatological wind observations. COADS is a climatology of short wave and net heat fluxes. LMDz wind stress and heat fluxes are from the LMDz-ESP05 atmospheric model. For four simulations, wind stress and heat fluxes are decomposed into the sum of a climatological field (SCOW, COADS) and anomalies from the LMDz-ESP05.

Table 3 : EKE average values (in $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$) for 3 nearshore areas off Northern Peru (85°W – 76°W ; 6°S – 12°S); Southern Peru (80°W – 72°W ; 12°S – 18°S); Central Chile (80°W – 70°W ; 25°S – 35°S). EKE values are obtained under 3 climate change simulations (PI, 2CO2, 4CO2) forced with dynamically (using LMDz model) and with statistically downscaled atmospheric forcing (see EC2012). Percentages are calculated with respect to the PI values.

Figure captions:

Fig. 1 : Schematic of the modeling methodology for PI, 2CO₂ and 4CO₂ scenarios. LMDz and ORCA2 are the atmospheric and oceanic component of the IPSL-CM4 CGCM. SST output from the large-scale IPSL-CM4 simulation is corrected in the following way: SST difference between the chosen scenario and 20C3M IPSL-CM4 simulations is added to AMIP observed SST. The climatology of this corrected SST field is used to force the high-resolution model LMDz-ESP05. Then, the same kind of correction is applied to the wind and heat flux from the atmospheric downscaling: differences between the chosen scenario and the LMDz-AMIP simulation are added to SCOW (for wind) or COADS (for heat fluxes). Finally, the climatology of these corrected fluxes is computed and used to force the ROMS ocean model. Initial and boundary conditions for the oceanic simulations come from the IPSL-CM4 model.

Fig. 2 : Annual-mean surface wind (in m s^{-1}) from (a) the **coarse** global coupled model IPSL-CM4, (b) the LMDz atmospheric model with a refined grid in the SEP and (c) the SCOW climatology.

Fig. 3 : Annual mean SST (in $^{\circ}\text{C}$) for (a) Pathfinder observations and (b) the CR-SCOW simulation. Arrows in (a) represent the main currents in the PCCS (surface currents (South Equatorial Current, Peru Coastal Current) in black, and undercurrents in blue). Arrows in (b) mark model mean surface velocities. The Central Peru (CP) region is indicated in magenta in (a).

Fig. 4 : Annual mean alongshore velocities (shading, in m s^{-1}) and temperature (dashed magenta line, in $^{\circ}\text{C}$) averaged between 7°S and 13°S for (a) CR-SCOW (b) CR-LMDz and (c) observations. Thin black velocity contour interval is 0.5 cm s^{-1} and black bold contours marks 0 and -5 cm s^{-1} . Temperature contour interval is 1°C and red dashed line marks the 20°C isotherm. Observed alongshore velocities cross-shore section in (c) is adapted from Chaigneau et al. (2013).

They are only available between 0 and 200 km offshore and below 30 m depth. Temperature observations in (c) are CARS data. (d) Annual cycle of temperature anomaly ($^{\circ}\text{C}$) with respect to the CARS climatology, averaged between 0 m and 100 m depth, 7°S and 13°S and from the coast to 360 km offshore.

Fig. 5 : Annual mean eddy kinetic energy (EKE, in $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$) from (a) CR-SCOW (b) CR-LMDz and (c) AVISO observations. Contour interval is $50 \text{ cm}^2 \text{s}^{-2}$.

Fig. 6 : Annual mean wind stress for (a) PI, (b) 2CO₂, and (c) 4CO₂ simulations. Wind stress has been corrected by adding SCOW climatology and LMDz anomalies (see section 2.4)

Fig. 7 : Same as Figure 4 but for the (a) PI, (b) 2CO₂ and (c) 4CO₂ simulations.

Fig. 8 : Same as Figure 5 but for the (a) PI, (b) 2CO₂, (c) 4CO₂ and (d) 4CO₂a simulations. Boxes define the areas where mean EKE were calculated for **Table 3**.

Fig. 9 : Annual mean sea surface temperature (SST, in $^{\circ}\text{C}$) anomalies with respect to PI for (a) 2CO₂ and (b) 4CO₂. The contour interval is 0.5°C .

Fig. 10 : Seasonal cycle of the cross-shore mass fluxes (in $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$) in the Ekman layer for CR-SCOW in a nearshore strip (from 7°S to 13°S and between 40 km to 160 km offshore). Positive (negative) values are for seaward (shoreward) flow. U_{Ek} denotes the Ekman transport, U_{G} the geostrophic transport, U_{tot} the total transport.

Fig. 11 : Seasonal cycle of the cross-shore transport terms (in $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$) in the Ekman layer in the same

strip as in Fig. 10 : (a) Ekman transport, (b) total cross-shore transport and (c) geostrophic cross-shore transport. The different climate scenarios (PI, CR-SCOW, 2CO2 and 4CO2, respectively) are marked by different colors (green, blue, pink and red, respectively).

Fig. 12 : Seasonal cycle of the Ekman layer depth (in meters) averaged in the coastal strip (from 7 °S to 13 °S and from 40 km to 160 km offshore) for the PI, CR-SCOW, 2CO2 and the 4CO2 simulations.

Fig. 13 : Seasonal cycle of the nearshore sea surface height (SSH, in meters) anomaly in three different locations: averaged from 40 km to 160 km offshore at 7 °S and 13 °S and on the Equator at the western boundary of the model (100 °W) for the (a) PI and (b) 4CO2 simulations.

Fig. 14 : Seasonal cycle of (a) the Ekman pumping (W_{ek} , in $m\ day^{-1}$), (b) the vertical velocity at the base of the Ekman layer (W_{tot}), (c) the sum of the Ekman pumping and geostrophic vertical velocity ($W_{ek}+W_G$), averaged over an offshore strip (7 °S-13 °S, 40 km - 160 km from shore). The different climate scenarios (PI, CR-SCOW, 2CO2 and 4CO2, respectively) are marked by different colors (green, blue, pink and red, respectively).

Fig. 15 : Seasonal variations of the source water characteristics: (a) shelf crossing time (in days), (b) latitude (in degrees) and (c) depth (in meters), of the source water parcels for the PI (green) and 4CO2 (red) simulations. Time evolution is shown as a function of release date. Vertical bars represent standard deviation from the average over all the floats.

Fig. 16 : (a) Annual mean stratification difference (ΔN^2 , with N the Brunt-Väisälä frequency, in $10^{-4}\ s^{-2}$) between the 4CO2 and PI simulations for a cross-shore section averaged between 7 °S and 13 °S. The black (blue) line marks the 4CO2 (PI) pycnocline depth. (b) Seasonal cycle of $\int N^2 dz$ (in m

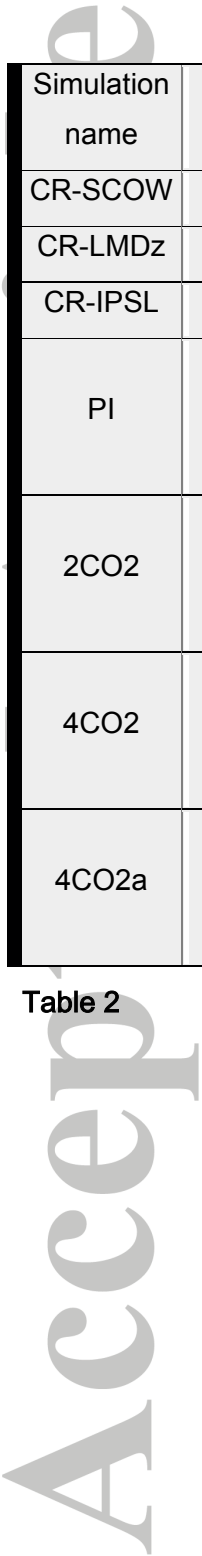
s^{-2}), averaged over the shelf (area comprised between 7 °S, 13 °S, the coast and the 200 m isobath) and integrated between the surface and 150 m depth, for the PI and 4CO2 simulations.

Fig. A1 : Annual mean alongshore velocities (shading, in m s^{-1}) and temperature (dashed line, in °C) averaged between 7 °S and 13 °S for CR-IPSL. Thin black contour interval is 0.5 cm s^{-1} , and black bold contours are 0 and -5 cm s^{-1} velocities. Temperature contour interval is 1 °C and red dashed line marks the 20 °C isotherm.

Fig. A2 : Annual mean eddy kinetic energy (EKE, in $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$) from CR-IPSL. Contour interval is 50 $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$.

Simulation name	SST forcing (climatologies)	Initial conditions
LMDz-AMIP	AMIP	IPSL-CM4 20C3M
LMDz-PI	AMIP + IPSL-CM4 PI – IPSL-CM4 20C3M	IPSL-CM4 PI
LMDz-2CO2	AMIP + IPSL-CM4 2CO2 – IPSL-CM4 20C3M	IPSL-CM4 2CO2
LMDz-4CO2	AMIP + IPSL-CM4 4CO2 – IPSL-CM4 20C3M	IPSL-CM4 4CO2

Table 1

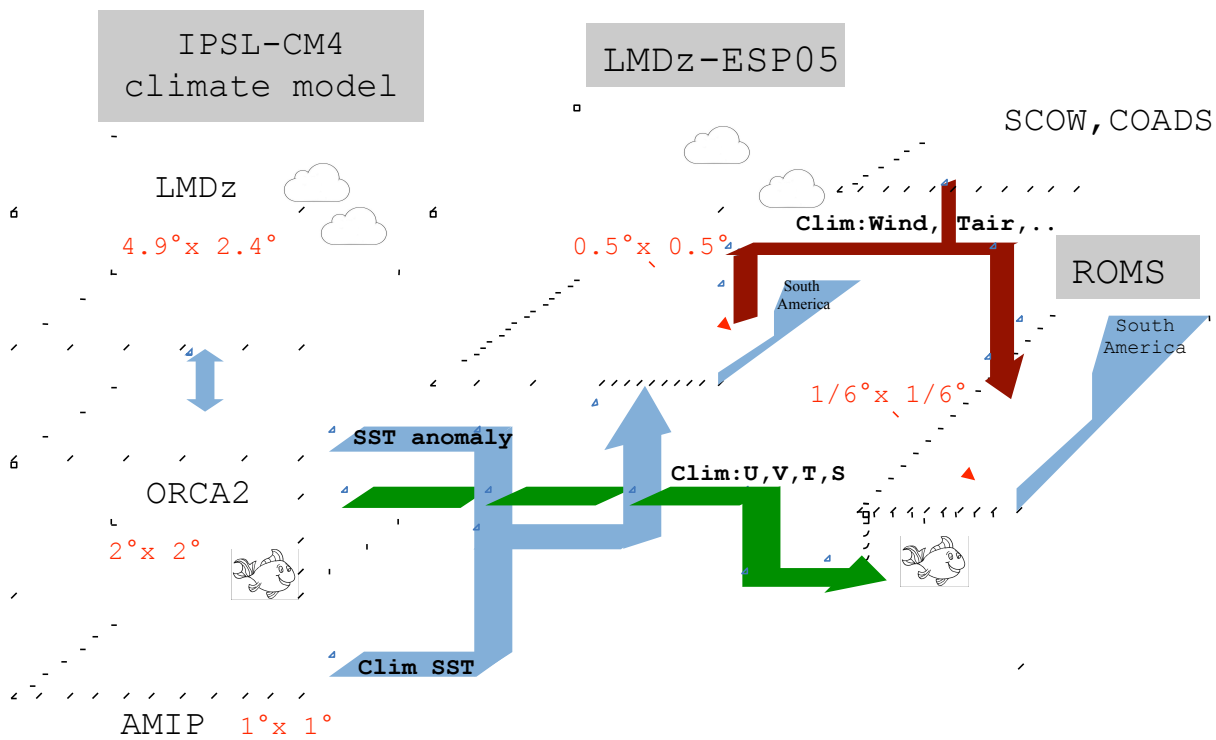


Simulation name	Wind stress forcing	Other atmospheric forcing	Initial and boundary conditions
CR-SCOW	SCOW	COADS	IPSL-CM4 20C3M
CR-LMDz	LMDz-AMIP	COADS	IPSL-CM4 20C3M
CR-IPSL	IPSL-CM4 20C3M	COADS	IPSL-CM4 20C3M
PI	SCOW + LMDz-PI – LMDz-AMIP	COADS + LMDz-PI – LMDz-AMIP	IPSL-CM4 PI
2CO2	SCOW + LMDz-2CO2 – LMDz-AMIP	COADS + LMDz-2CO2 – LMDz-AMIP	IPSL-CM4 2CO2
4CO2	SCOW + LMDz 4CO2 – LMDz-AMIP	COADS + LMDz-4CO2 – LMDz-AMIP	IPSL-CM4 4CO2
4CO2a	SCOW + LMDz 4CO2 – LMDz-AMIP	COADS + LMDz-4CO2 – LMDz-AMIP	IPSL-CM4 PI

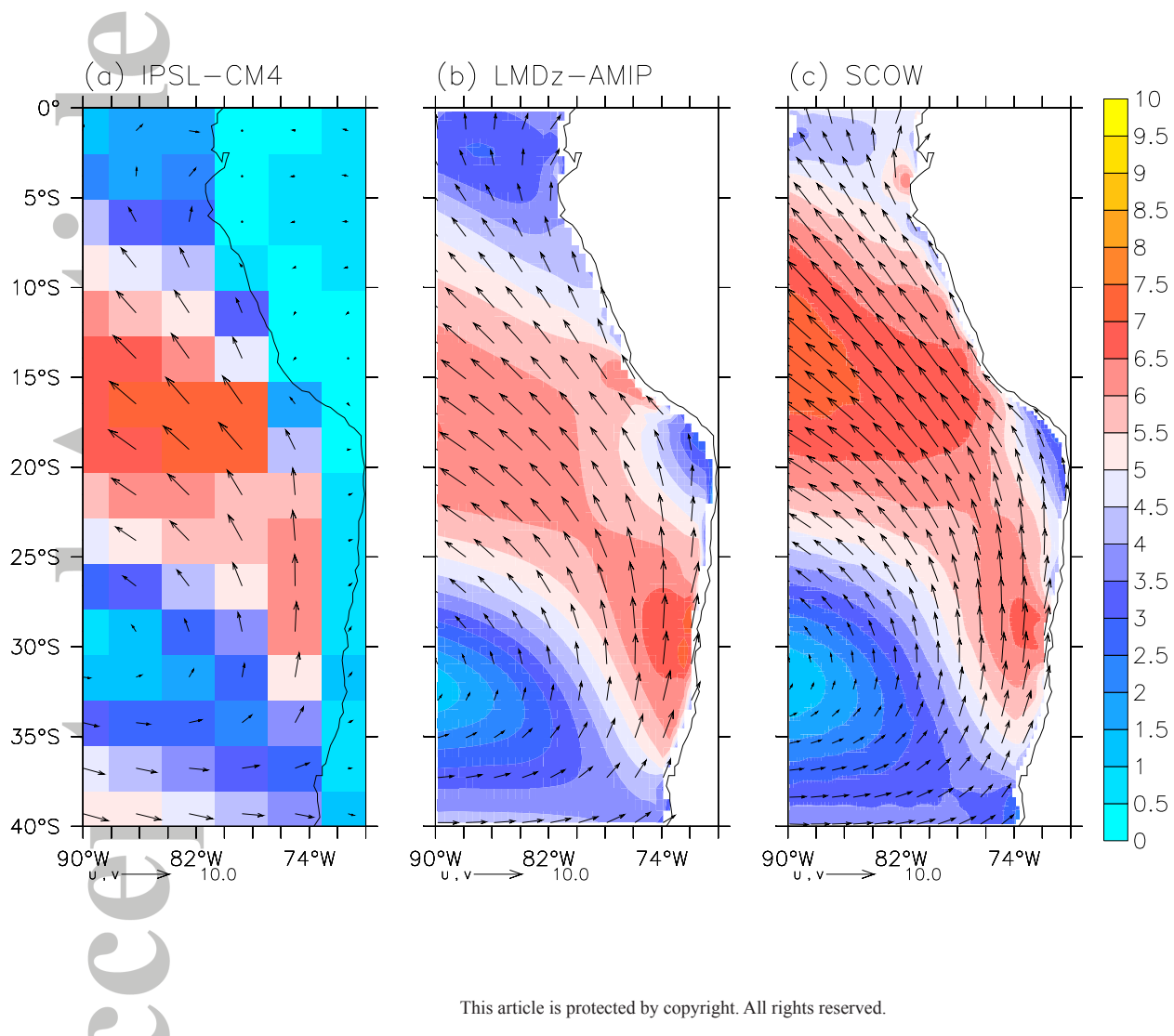
Table 2

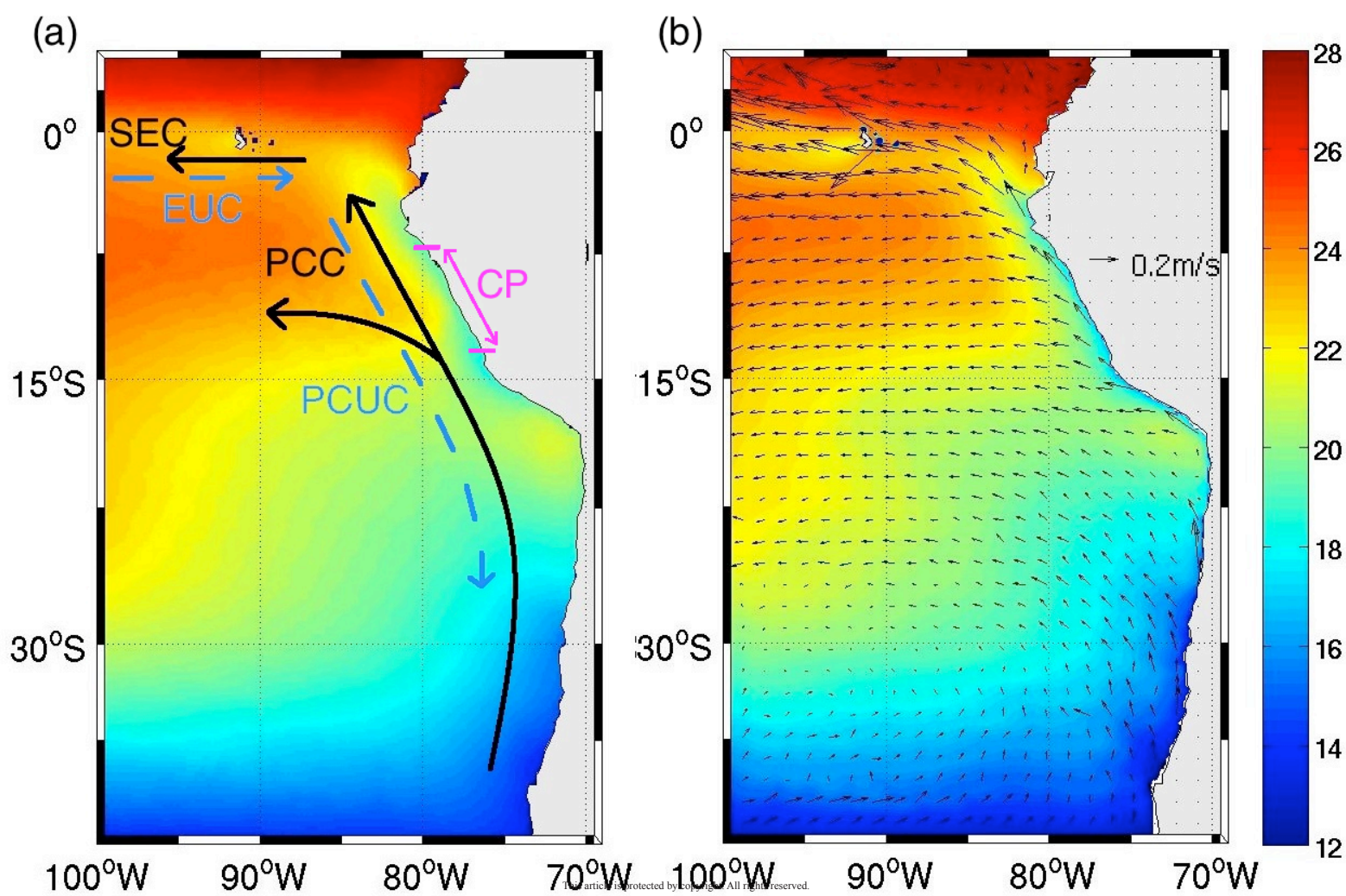
	PI	PI EC2012	2CO2	2CO2 EC2012	4CO2	4CO2 EC2012
EKE northern Peru	51	114	63 (+23%)	133.3 (+17%)	57 (+12%)	149 (+30%)
EKE southern Peru	40	97	60 (+50%)	102 (+5%)	55 (+38%)	100 (+3%)
EKE Central Chile	57	98	72 (+26%)	132 (+35%)	60 (+5%)	136 (+38%)

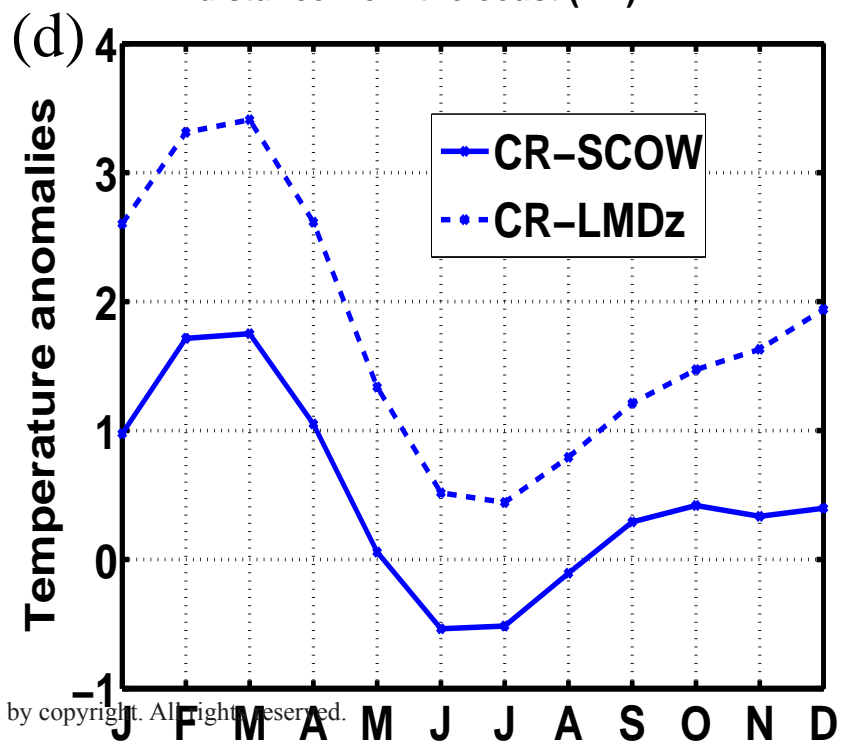
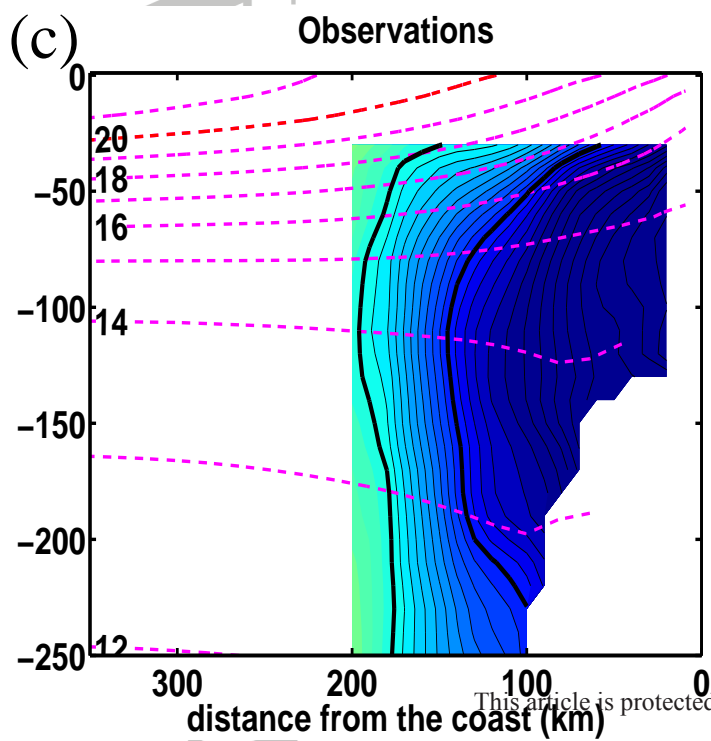
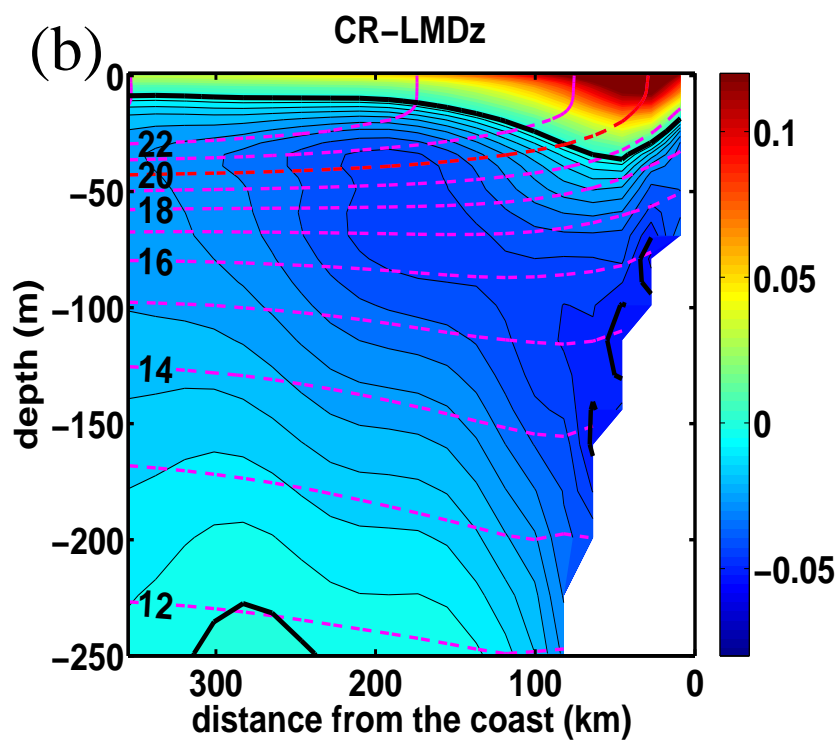
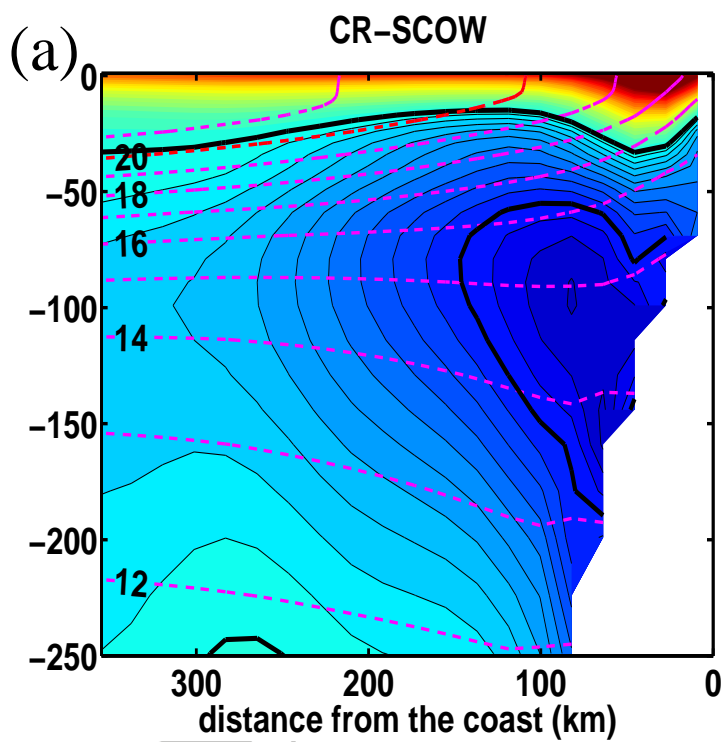
Table 3

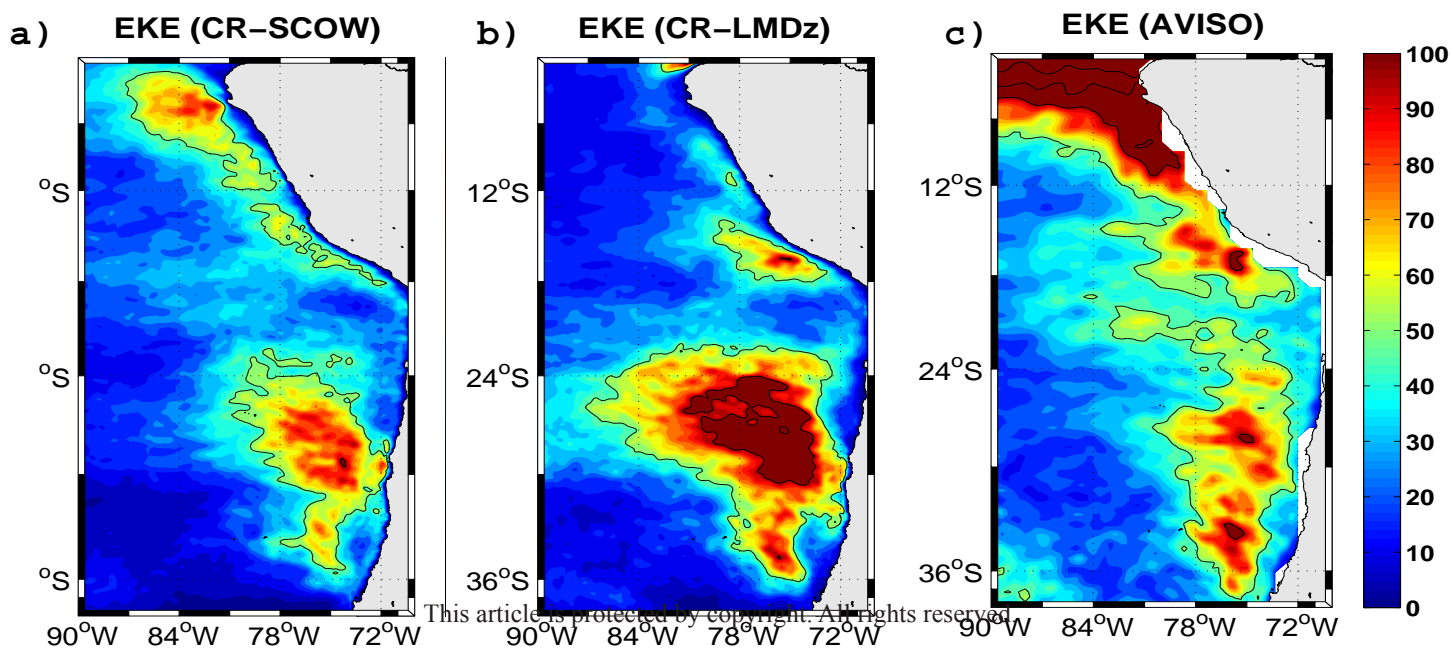


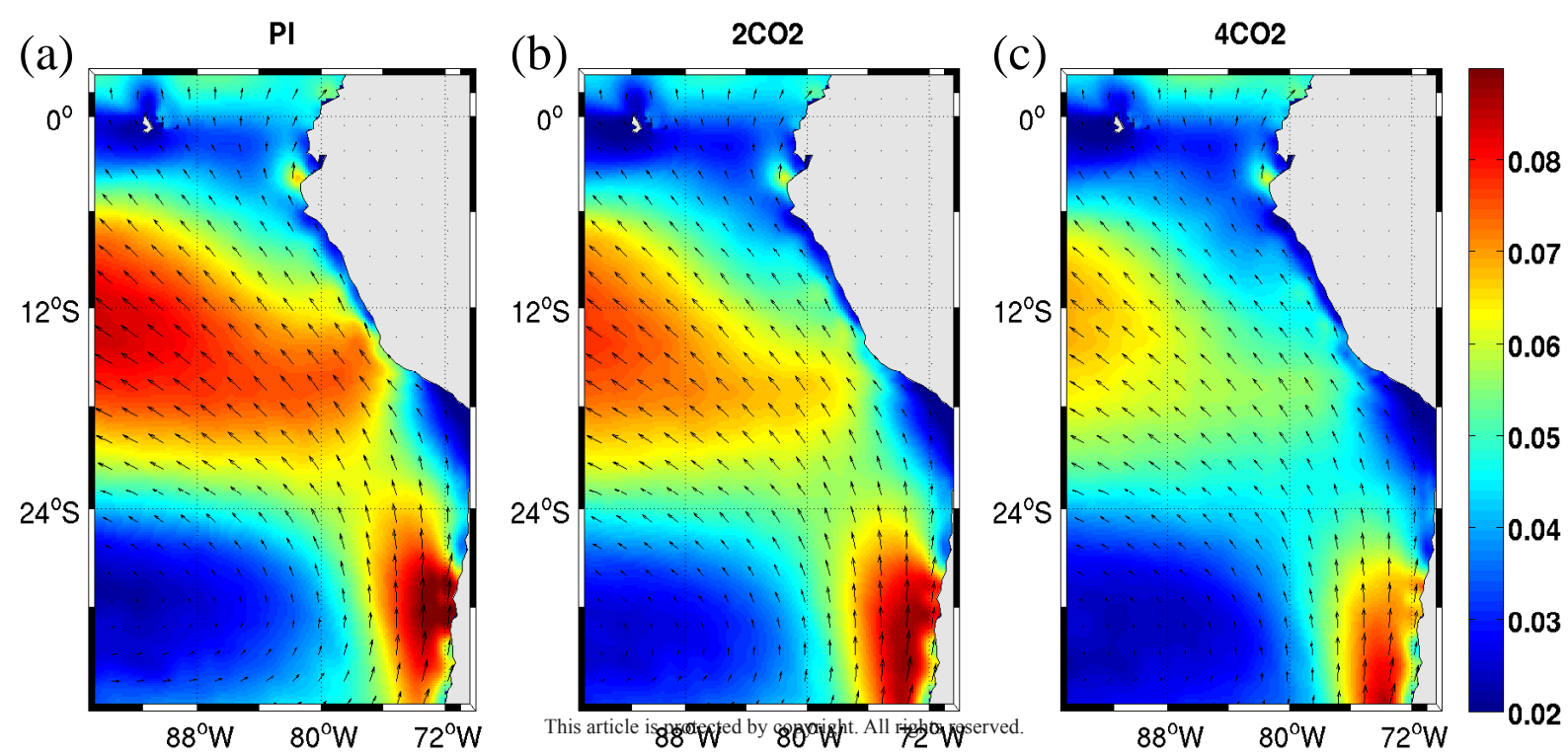
This article is protected by copyright. All rights reserved.

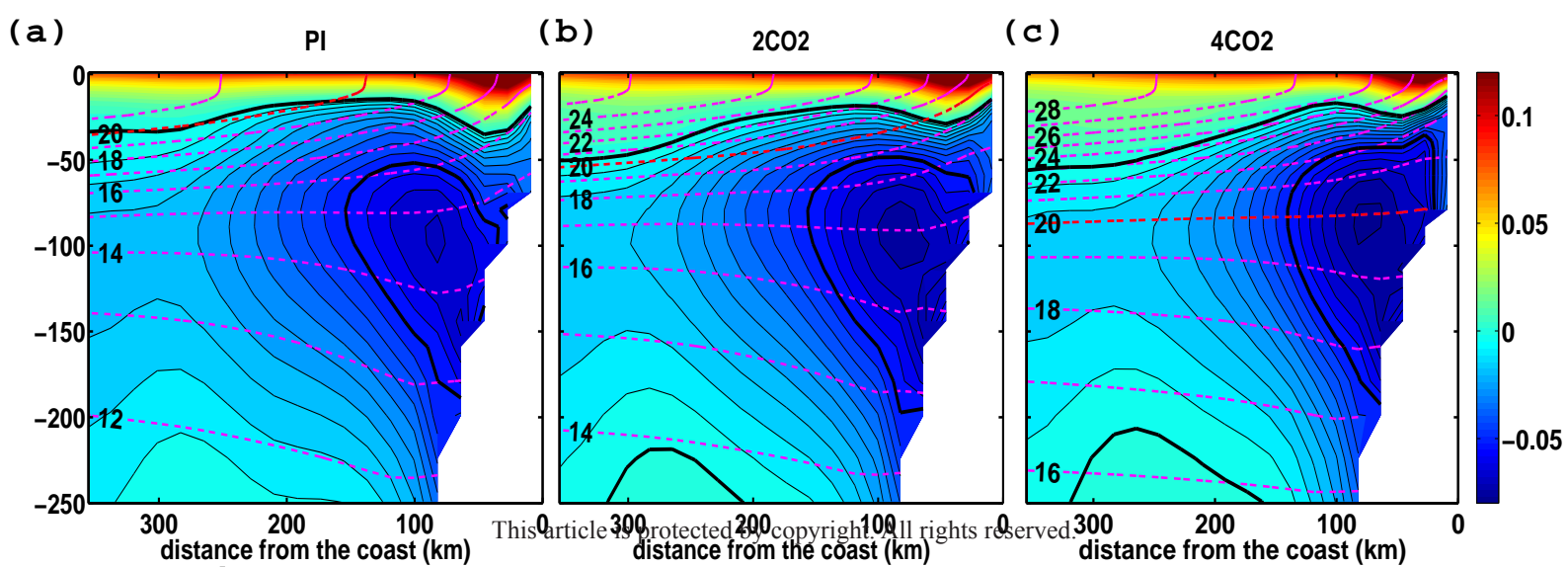


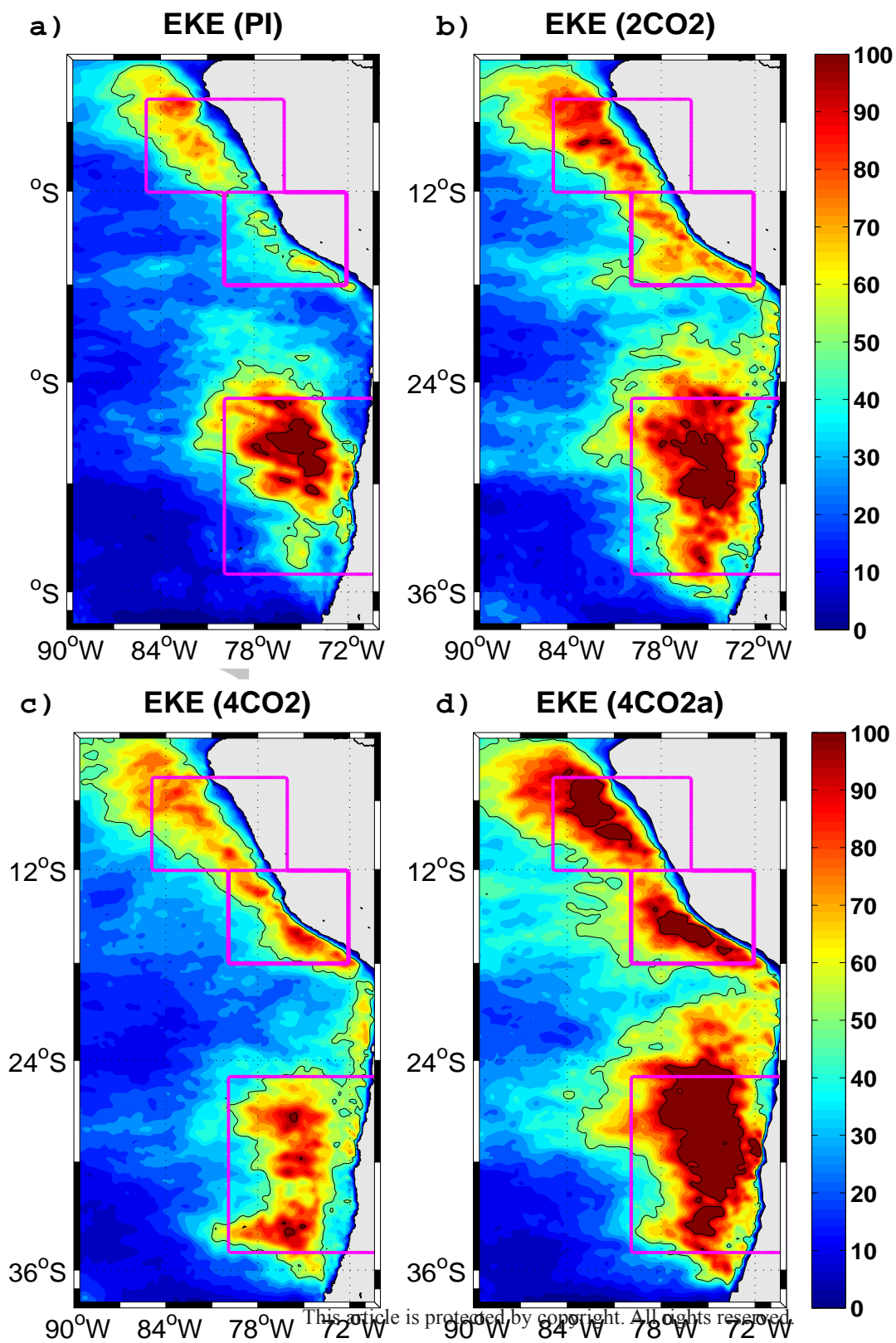


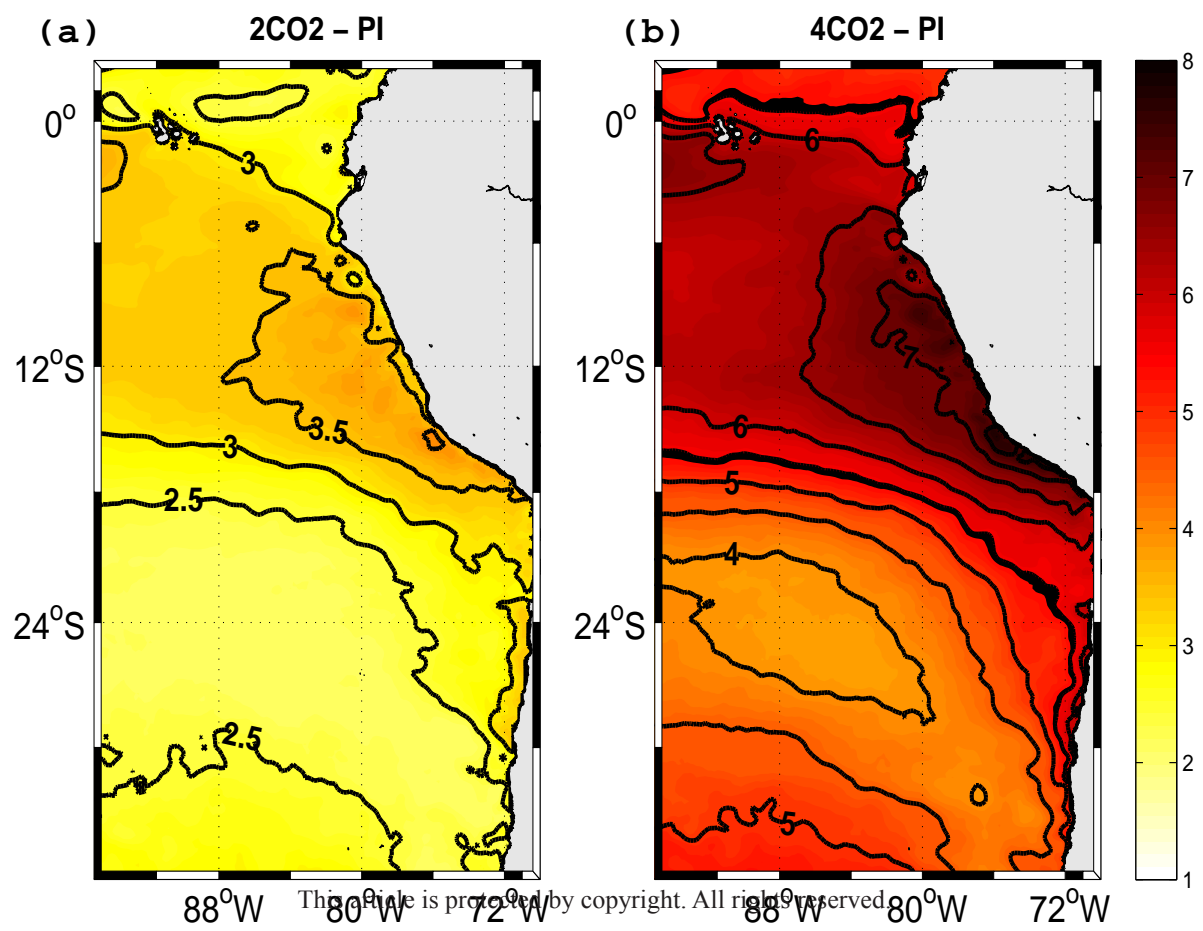


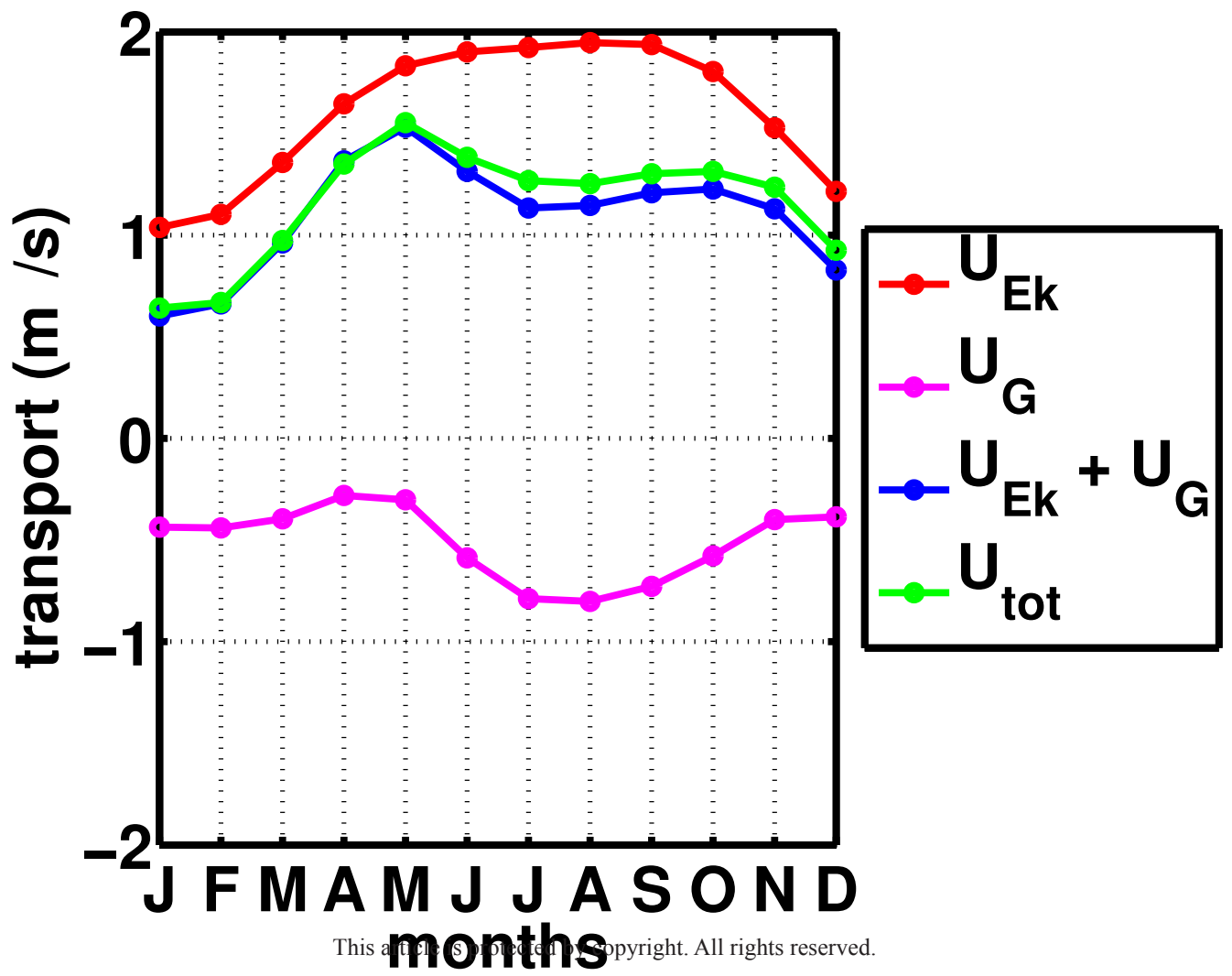




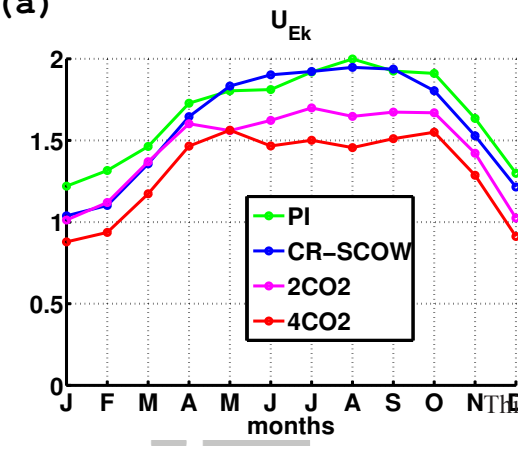




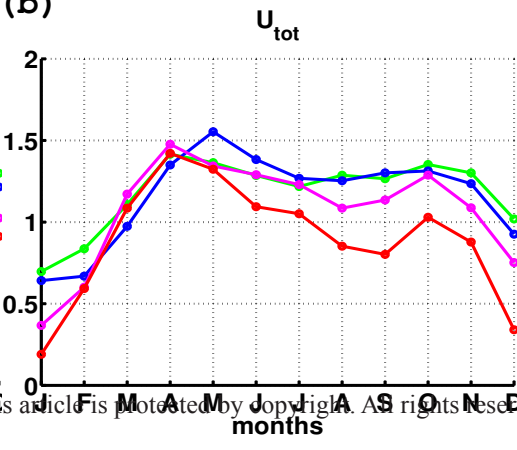




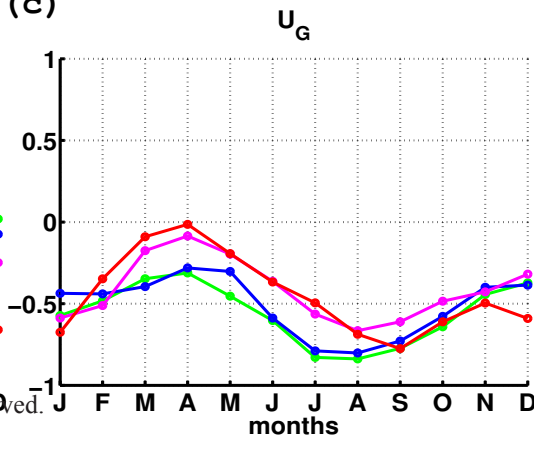
(a)

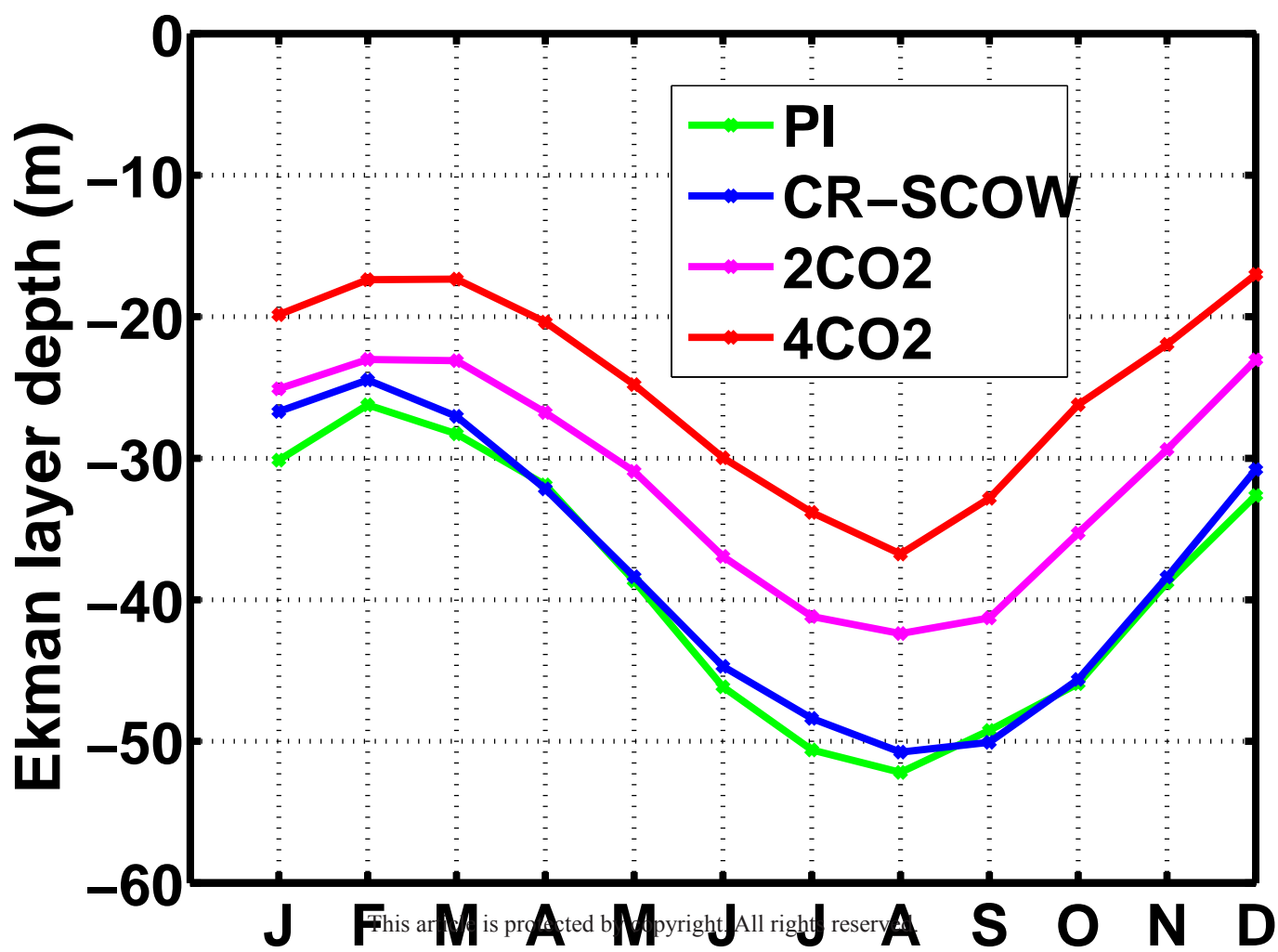


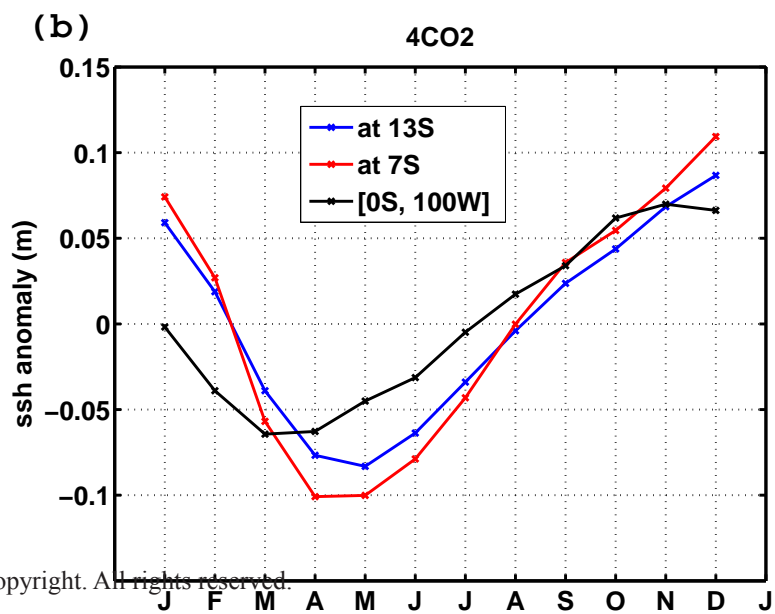
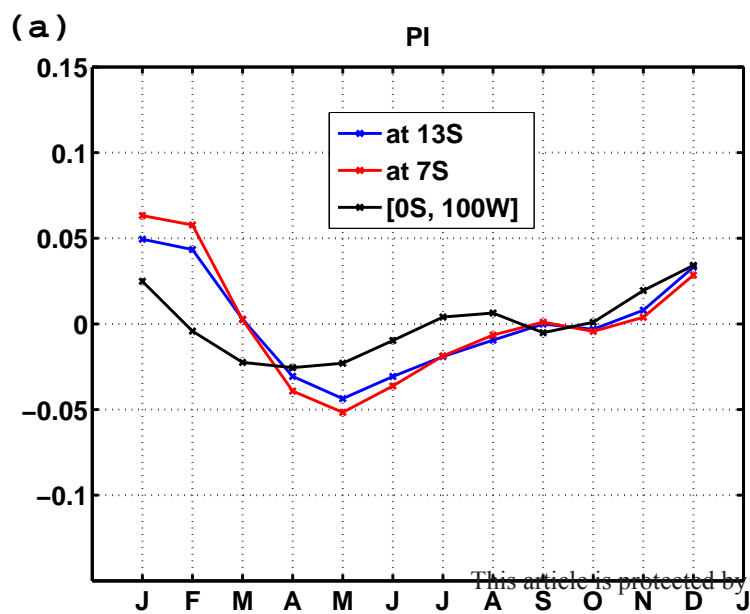
(b)

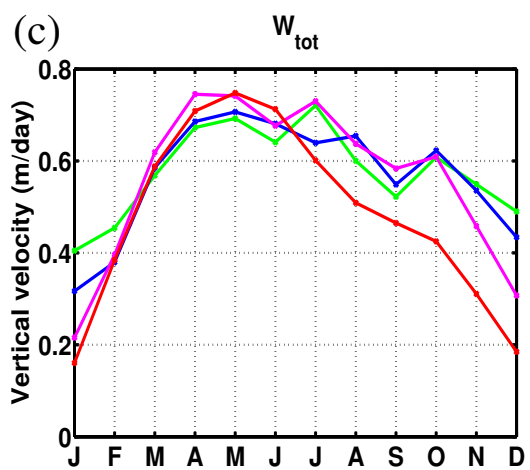
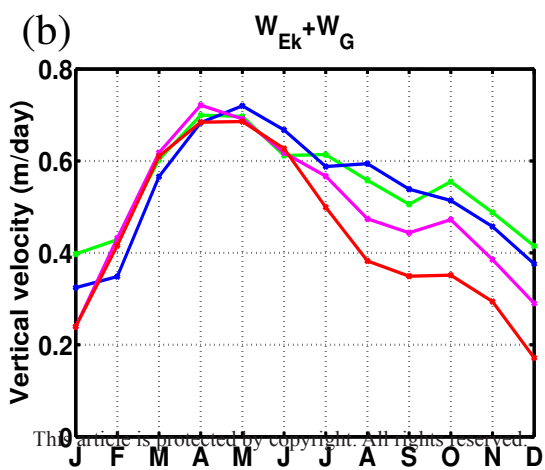
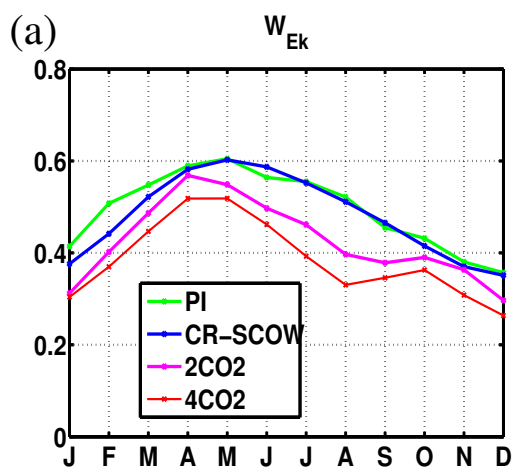


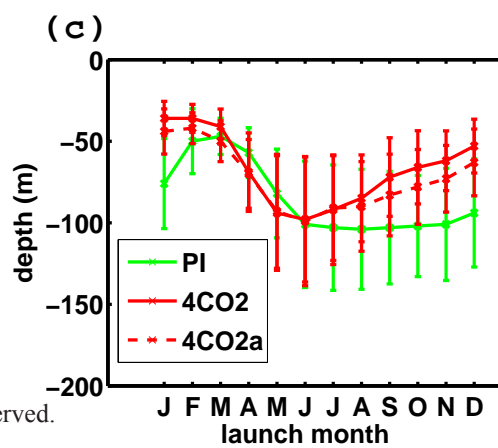
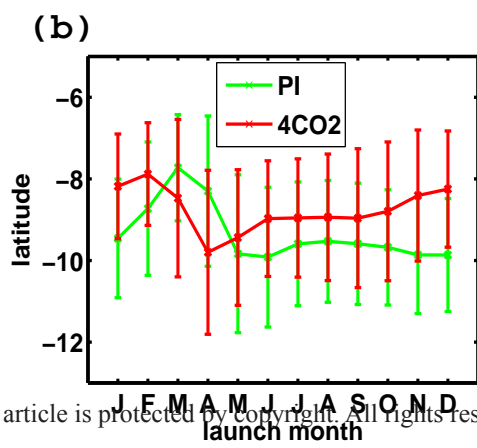
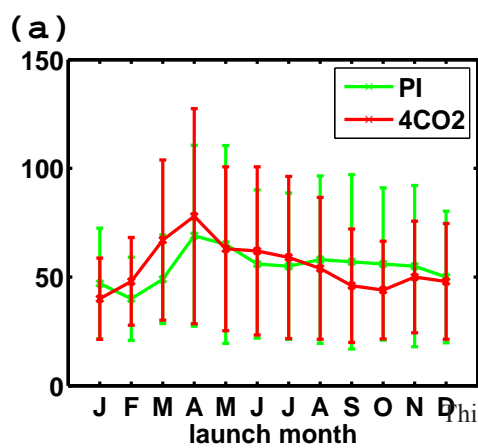
(c)

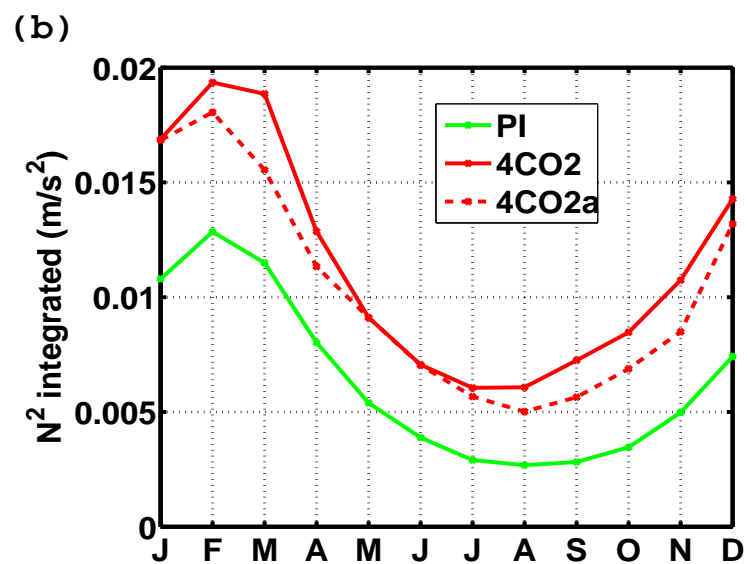
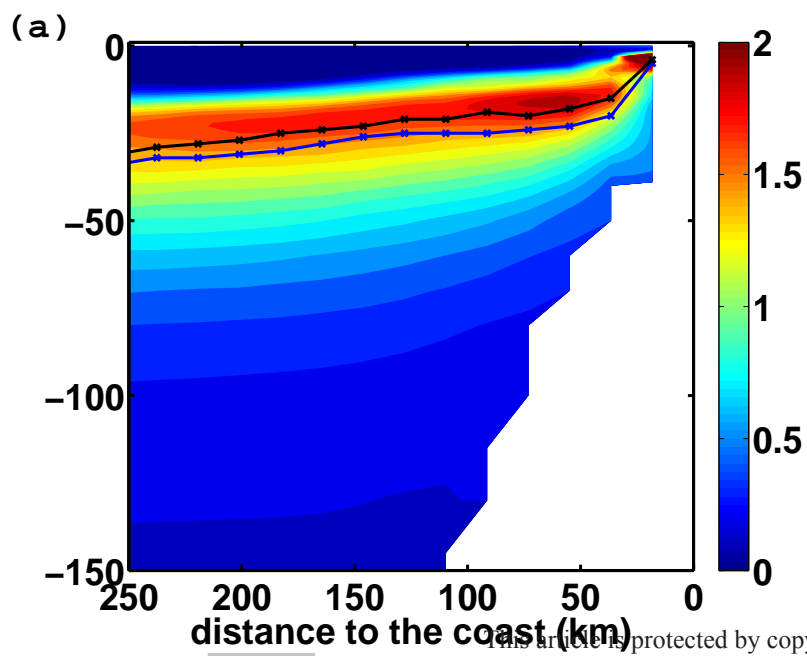




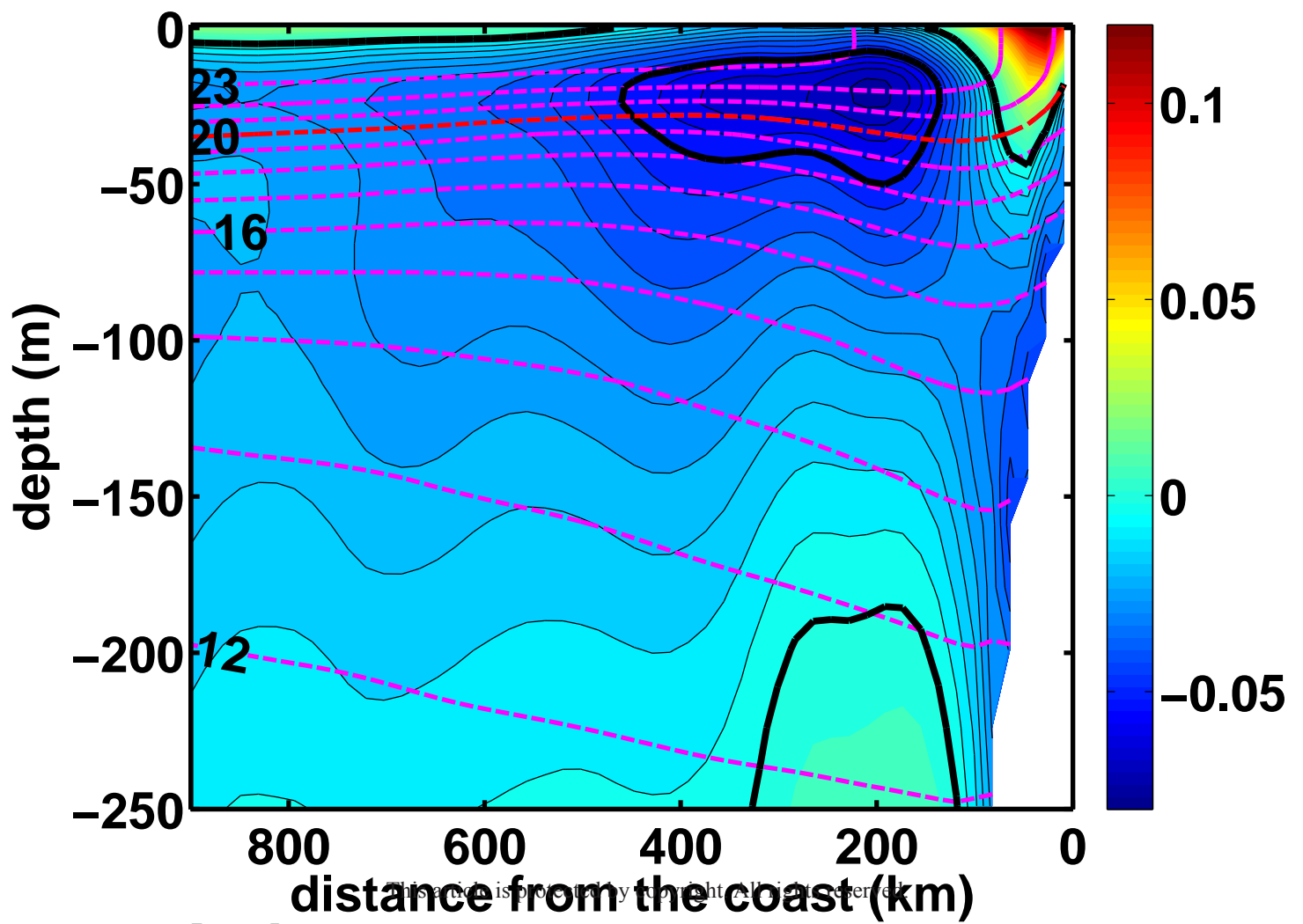




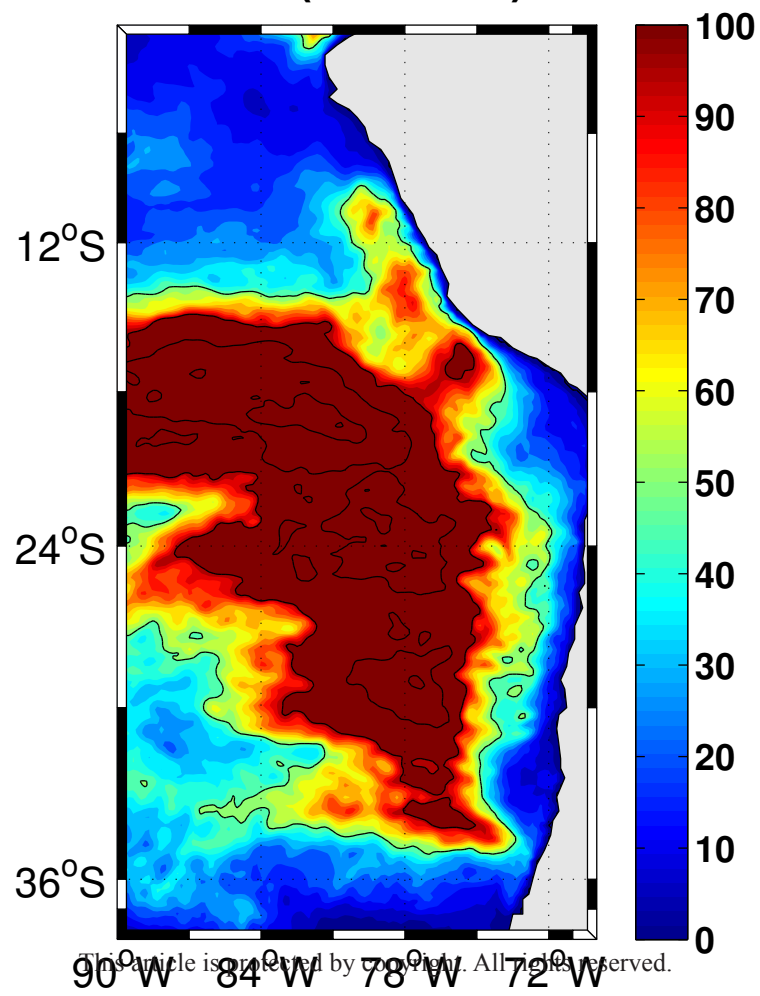




CR-IPSL



EKE (CR-IPSL)



This article is protected by copyright. All rights reserved.

Bibliographie

- Adcroft A, Hill C, Marshall J (1997) Representation of topography by shaved cells in a height coordinate ocean model. *Mon Wea Rev* 125 :2293 – 2315, DOI 10.1175/1520-0493(1997)125<2293 :ROTBSC>2.0.CO;2 [a](#)
- Aiken CM, Navarrete SA, Pelegri JL (2011) Potential changes in larval dispersal and alongshore connectivity on the Central Chilean coast due to an altered wind climate. *J Geophys Res* 116 :G04,026, DOI 10.1029/2011JG001731 [d](#)
- Anderson LA, Jr DJM, Maltrud ME, Lima ID, Doney SC (2011) Impact of eddy–wind interaction on eddy demographics and phytoplankton community structure in a model of the North Atlantic Ocean. *Dynamics of Atmospheres and Oceans* 52(1–2) :80–94, DOI {DOI}10.1016/j.dynatmoce.2011.01.003 [b](#)
- Arthur RS (1965) On the calculation of vertical motion in eastern boundary currents from determinations of horizontal motion. *J Geophys Res* 70(12) :2799–2803, DOI 10.1029/JZ070i012p02799 [III.2.3](#)
- Bakun A, Weeks SJ (2008) The marine ecosystem off Peru : What are the secrets of its fishery productivity and what might its future hold ? *Prog Oceanogr* 79 :290–299, DOI 10.1016/j.pocean.2008.10.027 ([document](#)), [c](#)
- Barber RT, Chavez FP (1983) Biological consequences of El Nino. *Science* 222(4629) :1203–10, DOI 10.1126/science.222.4629.1203 [c](#)
- Barnier B, et al (2006) Impact of partial steps and momentum advection schemes in a global ocean circulation model at eddy permitting resolution. *Ocean Dynam* 4 :543–567, DOI 10.1007/s10236-006-0082-1 [b](#)
- Belmadani A, Echevin V, Dewitte B, Colas F (2012) Equatorially forced intraseasonal propagations along the Peru-Chile coast and their relation with the nearshore eddy activity in 1992–2000 : A modeling study. *J Geophys Res* 117 :C04,025, DOI 10.1029/2011JC007848 [a](#), [d](#)
- Belmadani A, Echevin V, Codron F, Takahashi K, , Junquas C (2014) What dynamics drive future winds scenarios off Peru and Chile ? *Clim Dyn* 43(7–8) :1893–1914, DOI 10.1007/s00382-013-2015-2 [d](#)
- Benshila R, Durand F, Masson S, Bourdallé-Badie R, de Boyer Montégut C, Papa F, Madec G (2014) The upper bay of Bengal salinity structure in a high-resolution model. *Ocean model* 74 :36–52, DOI 10.1016/j.ocemod.2013.12.001 [a](#)

- Bertrand A, Grados D, Colas F, Bertrand S, Capet X, Chaigneau A, Vargas G, Mousseigne A, Fablet R (2014) Broad impacts of fine-scale dynamics on seascape structure from zooplankton to seabirds. *Nat Commun* 5 :5239, DOI 10.1038/ncomms6239 [b](#)
- Blanke B, Delecluse P (1993) Variability of the Tropical Atlantic Ocean simulated by a general circulation model with two different mixed layer physics. *J Phys Oceanogr* 23 :1363–1388, DOI 10.1175/1520-0485(1993)023<1363 :VOTTAO>2.0.CO;2 [a](#)
- Boe J, Hall A, Colas F, McWilliams JC, Qu X, Kurian J, Kapnick SB (2011) What shapes mesoscale wind anomalies in coastal upwelling zones? *Clim Dyn* 36 :2037–2049, DOI 10.1007/s00382-011-1058-5 [III.2.3](#)
- Bourras D, Reverdin G, Giordani H, Caniaux G (2004) Response of the atmospheric boundary layer to a mesoscale oceanic eddy in the northeast Atlantic. *J Geophys Res* 109 :D18,114, DOI 10.1029/2004JD004799 [a](#), [0.2.4](#), [a](#), [b](#)
- Bourras D, Caniaux G, Giordani H, Reverdin G (2006) Influence d'un tourbillon océanique sur l'atmosphère. *La Météorologie* 53 :30–37, DOI 10.4267/2042/20078 [0.2.4](#), [III.2.4](#)
- Brachet S, Codron F, Feliks Y, Ghil M, Treut HL, Simonnet E (2012) Atmospheric circulations induced by a midlatitude SST front : A GCM study. *J Clim* 25 :1847–1853, DOI 10.1175/JCLI-D-11-00329.1 [III.2.4](#)
- Bretherton CS, Park S (2009) A new moist turbulence parameterization in the Community Atmosphere Model. *J Climate* 22 :3422–3448, DOI 10.1175/2008JCLI2556.1 [b](#)
- Bretherton CS, Wood R, George RC, Leon D, Allen G, Zheng X (2010) Southeast Pacific stratocumulus clouds, precipitation and boundary layer structure sampled along 20° s during VOCALS-REx. *Atmos Chem Phys* 10 :10,639–10,654, DOI 10.5194/acp-10-10639-2010 [a](#)
- Bryan FO, Tomas R, Dennis JM, Chelton DB, Loeb NG, McClean JL (2010) Frontal scale air–sea interaction in high-resolution coupled climate models. *J Clim* 23 :6277–6291, DOI 10.1175/2010JCLI3665.1 [0.2](#), [a](#), [b](#), [a](#)
- Byrne D, Papritz L, Frenger I, Münnich M, Gruber N (2015) Atmospheric response to mesoscale sea surface temperature anomalies : Assessment of mechanisms and coupling strength in a high-resolution coupled model over the South Atlantic. *J Atmos Sci* 72 :1872–1890, DOI 10.1175/JAS-D-14-0195.1 [b](#), [a](#), [0.4.2](#), [b](#), [III.2.2](#), [b](#)
- Capet X, Colas F, Penven P, Marchesiello P, McWilliams JC (2008a) Eddies in eastern-boundary subtropical upwelling systems. *AGU Monograph* 177 :131–147, DOI 10.1029/177GM10 [a](#)
- Capet X, McWilliams JC, Molemaker MJ, Shchepetkin AF (2008b) Mesoscale to submesoscale transition in the California Current System. part i : Flow structure, eddy flux, and observational tests. *J Phys Oceanogr* 38(1) :29–43, DOI 10.1175/2007JPO3671.1 [b](#)

- Capet XJ, Marchesiello P, McWilliams JC (2004) Upwelling response to coastal wind profiles. *Geophys Res Lett* 31 :L13,311, DOI 10.1029/2004GL020123. **b**
- Carton J, Chepurin G, Cao X, Giese B (2000) A simple ocean data assimilation analysis of the Global Upper Ocean 1950–95. part i : Methodology. *J Phys Oceanogr* 30 :294–309, DOI 10.1175/1520-0485(2000)030<0294 :ASODAA>2.0.CO;2 **b**
- Castelao R (2012) Sea surface temperature and wind stress curl variability near a cape. *J Phys Oceanogr* 42 :2073–2087, DOI 10.1175/JPO-D-11-0224.1 **b, 0.4.2, b**
- CERSAT (2002) Mean wind fields (MWF product)-user manual-volume1 : Quikscat. c2-mut-w-04-if. CERSAT-IFREMER [Http://www.ifremer/cersat.fr](http://www.ifremer/cersat.fr) **a**
- Chaigneau A, Dominguez N, Eldin G, Vasquez L, Flores R, Grados C, Echevin V (2013) Near-coastal circulation in the Northern Humboldt Current System from shipboard ADCP data. *J Geophys Res Oceans* 118 :5251–5266, DOI 10.1002/jgrc.20328 **b, b, II.24**
- Chavez FP, Messié M (2009) A comparison of Eastern Boundary Upwelling Ecosystems. *Progress in Oceanography* 83(1–4) :80 – 96, DOI 10.1016/j.pocean.2009.07.032 **c**
- Chelton DB, Esbensen SK, Schlax MG, Thum N, Freilich MH, Wentz FJ, Gentemann CL, McPhaden MJ, Schopf PS (2001) Observations of coupling between surface wind stress and sea surface temperature in the Eastern Tropical Pacific. *J Clim* 14 :1479–1498, DOI 10.1175/1520-0442(2001)014<1479 :OOCBSW>2.0.CO;2 (**document**), **b, c, a, III.2.1, III.2.1, VI.1.1**
- Chelton DB, Schlax MG, Freilich MH, Milliff RF (2004) Satellite measurements reveal persistent small-scale features in ocean winds. *Science* 303 :978–983, DOI 10.1126/science.1091901 **c, V.1**
- Chelton DB, Schlax MG, Samelson RM (2007) Summertime coupling between sea surface temperature and wind stress in the California Current System. *J Phys Oceanogr* 37 :495–517, DOI 10.1175/JPO3025.1 **b, 0.4, 0.4.2, c, III.2.1, III.2.1**
- Chou M, Suarez MJ (1994) An efficient thermal infrared radiation parameterization for use in general circulation models. NASA Tech Memo p 84 **b**
- Ciais P, Sabine C, Bala G, Bopp L, Brovkin V, Canadell J, Chhabra A, DeFries R, Galloway J, Heimann M, Jones C, Quéré CL, Myneni R, Piao S, Thornton P (2013) Carbon and other biogeochemical cycles. *Climate Change 2013 : The Physical Science Basis Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* Cambridge University Press Cambridge University Press :Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA (**document**)
- Colas F, McWilliams JC, Capet X, Kurian J (2012) Heat balance and eddies in the Peru-Chile current system. *Clim Dyn* 39(1-2) :509–529, DOI 10.1007/s00382-011-1170-6 **c, b, a, d, a**

- Colas F, Capet X, McWilliams JC, Li Z (2013) Mesoscale eddy buoyancy flux and eddy-induced circulation in eastern boundary currents. *J Phys Oceanogr* 43(6) :1073–1095, DOI 10.1175/JPO-D-11-0241.1 [b](#)
- Cornillon P, Park KA (2001) Warm core ring velocities inferred from NSCAT. *Geophys Res Lett* 28(4) :575–578, DOI 10.1029/2000GL011487 [b](#), [V.1](#)
- Davey M, et al (2002) STOIC : A study of coupled model climatology and variability in tropical ocean regions. *Clim Dyn* 18(5) :403–420, DOI 10.1007/s00382-001-0188-6 [a](#)
- Dawe JT, Thompson L (2006) Effect of ocean surface currents on wind stress, heat flux, and wind power input to the ocean. *Geophys Res Lett* 33 :L09,604, DOI 10.1029/2006GL025784 [c](#)
- De Coëtlogon G, Leduc-Leballeur M, Meynadier R, Bastin S, Diakhaté M, Eymard L, Giordani S, Janicot, Lazar A (2014) Atmospheric response to sea-surface temperature in the eastern equatorial atlantic at quasi-biweekly time-scales. *QJR Meteorol Soc* 140 :1700–1714, DOI : 10.1002/qj.2250 [a](#)
- De Szoëke SP, Fairall CW, Wolfe DE, Bariteau L, Zuidema P (2010) Surface flux observations in the Southeastern Tropical Pacific and attribution of SST errors in coupled ocean-atmosphere models. *J Clim* 23 :4152–4174, DOI 10.1175/2010JCLI3411.1 [a](#)
- De Szoëke SP, Yuter S, Mechem D, Fairall CW, Burleyson CD, Zuidema P (2012) Observations of stratocumulus clouds and their effect on the Eastern Pacific surface heat budget along 20°s. *J Clim* 25 :8542–8567, DOI 10.1175/jcli-d-11-00618.1. [d](#), [a](#)
- Dee DP, et al (2011) The ERA-interim reanalysis : configuration and performance of the data assimilation system. *Q J R Meteorol Soc* 137 :553–597, DOI 10.1002/qj.828 [a](#)
- Desbiolles F, Blanke B, Bentamy A (2014) Short-term upwelling events at the Western African coast related to synoptic atmospheric structures as derived from satellite observations. *J Geophys Res : Oceans* 119 :461–483, DOI 10.1002/2013JC009278 [c](#), [III.2.3](#), [III.2.4](#)
- Dewar WK, Flierl GR (1987) Some effects of the wind on rings. *J Phys Oceanogr* 17 :1653–1667, DOI 10.1175/1520-0485(1987)017<1653 :SEOTWO>2.0.CO ;2 [b](#), [b](#), [b](#), [V](#), [b](#), [V.1.3](#), [b](#)
- Donlon CJ, Martin M, Stark J, Roberts-Jones J, Fiedler E, Wimmer W (2012) The Operational Sea Surface Temperature and Sea Ice Analysis (OSTIA) system. *Remote Sensing of Environment* 116 :140 – 158, DOI {DOI}10.1016/j.rse.2010.10.017 [d](#)
- Dudhia J (1989) Numerical study of convection observed during the Winter Monsoon Experiment using a mesoscale two-dimensional model. *J Atmos Sci* 4 :3077–3107, DOI 10.1175/1520-0469(1989)046<3077 :NSOCOD>2.0.CO ;2 [b](#)

- Duhaut THA, Straub DN (2006) Wind stress dependence on ocean surface velocity : Implications for mechanical energy input to ocean circulation. *J Phys Oceanogr* 36 :202–211, DOI 10.1175/JPO2842.1 [d](#), [b](#), [V.1.3](#)
- Dunbar R, Lungu T, Weiss B, Stiles B, Huddleston J, Callahan P, Shirtcliffe G, Perry K, Hsu C, Mears C, Wentz F, Smith D (2006) QuikSCAT science data product user manual, version 3.0. JPL Document D-18053 - Rev A Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, CA [a](#)
- Echevin V, Goubanova K, Belmadani A, Dewitte B (2011) Sensitivity of the Humboldt Current System to global warming : a downscaling experiment of the IPSL-CM4 model. *Clim Dyn* 38(3) :761–774, DOI 10.1007/s00382-011-1085-2 [d](#)
- Echevin V, Albert A, Lévy M, Graco M, Aumont O, Piétri A, Garric G (2014) In-traseasonal variability of nearshore productivity in the Northern Humboldt Current System : The role of coastal trapped waves. *Continental Shelf Research* 73 :14–30, DOI 10.1016/j.csr.2013.11.015 [c](#)
- Eden C, Dietze H (2009) Effects of mesoscale eddy/wind interactions on biological new production and eddy kinetic energy. *J Geophys Res : Oceans* 114(C5), DOI 10.1029/2008JC005129, c05023 [b](#), [V.1.3](#), [b](#)
- Ekman V (1905) On the influence of the Earth's rotation on ocean currents. *Arkiv Mat Astr, Fys* 2(2–11) :52 ([document](#)), [b](#)
- Enfield DB (1981) Thermally driven wind variability in the planetary boundary layer above Lima, Peru. *J Geophys Res : Oceans* 86(C3) :2005–2016, DOI 10.1029/JC086iC03p02005 [c](#)
- Engedahl H (1995) Use of the flow relaxation scheme in a three-dimensional baroclinic ocean model with realistic topography. *Tellus A* 47 :365–382, DOI 10.1034/j.1600-0870.1995.t01-2-00006.x [b](#)
- FAO, Food Administration Organisation (1999) The state of world fisheries and aquaculture 1998. Tech. rep., FAO Documentation Group, Rome, Italy [c](#)
- Farrow DE, Stevens DP (1995) A new tracer advection scheme for Bryan and Cox type ocean general circulation models. *J Phys Oceanogr* 25 :1731–1741, DOI 10.1175/1520-0485(1995)025<1731 :ANTASF>2.0.CO ;2 [a](#)
- Flather RA (1976) A tidal model of the northwest European continental shelf. *Memoires de la Societe Royale de Sciences de Liege* 6 :141–164 [b](#)
- Frenger I, Gruber N, Knutti R, Münnich M (2013) Imprint of Southern Ocean eddies on winds, clouds and rainfall. *Nat Geosci* 6 :608–612, DOI 10.1038/ngeo1863 [b](#), [b](#), [V](#), [b](#)
- Gaube P, Chelton DB, Samelson RM, Schlax MG, O'Neill LW (2015) Satellite observations of mesoscale eddy-induced Ekman pumping. *J Phys Oceanogr* 45 :104–132, DOI 10.1175/JPO-D-14-0032.1 [b](#), [b](#), [b](#), [a](#), [V.14](#), [b](#), [V.1.3](#), [V.2.3](#)

- Goubanova K, Echevin V, Dewitte B, Codron F, Takahashi K, Terray P, Vrac M (2011) Statistical downscaling of sea-surface wind over the Peru–Chile upwelling region : diagnosing the impact of climate change from the IPSL-CM4 model. *Clim Dyn* 36(7-8) :1365–1378, DOI 10.1007/s00382-010-0824-0 [d](#)
- Grados M, Chaigneau A, Blanco J, Vasquez L, Dominguez N (2009) A regional climatology of the Humboldt Current System. AGU Fall Meeting Abstracts [b](#), [a](#)
- Grenier H, Bretherton CS (2001) A moist PBL parameterization for large-scale models and its application to subtropical cloud-topped marine boundary layers. *Mon Wea Rev* 129 :357–377, DOI 10.1175/1520-0493(2001)129,0357 : AMPPFL.2.0.CO ;2. [b](#), [b](#)
- Gruber N, Lachkar Z, Frenzel H, Marchesiello P, Münnich M, McWilliams JC, Nagai T, Plattner GK (2011) Eddy-induced reduction of biological production in Eastern Boundary Upwelling Systems. *Nat Geosci* 4 :787–792, DOI 10.1038/ngeo1273 [b](#), [b](#)
- Hashizume H, Xie SP, Fujiwara M, Watanabe T, Tanimoto Y (2002) Direct observations of atmospheric boundary layer response to SST variations associated with tropical instability waves over the Eastern Equatorial Pacific. *J Clim* 15 :3379–3393, DOI 10.1175/1520-0442(2002)015<3379 :DOOABL>2.0.CO ;2 [a](#), [III.2.4](#), [IV.1](#), [VI.1.2](#), [a](#)
- Hausmann U, Czaja A (2012) The observed signature of mesoscale eddies in sea surface temperature and the associated heat transport. *Deep-Sea Res I* 70 :60–72, DOI 10.1016/j.dsr.2012.08.005 [a](#), [V.2.3](#)
- Hogg AMC, Dewar WK, Berloff P, Kravtsov S, Hutchinson DK (2009) The effects of mesoscale ocean–atmosphere coupling on the large-scale ocean circulation. *J Clim* 22 :4066–408, DOI 10.1175/2009JCLI2629.1 ([document](#)), [c](#)
- Holton JR, Hakim GJ (2012) An introduction to dynamic meteorology, vol 88. Academic press [a](#)
- Hong S, Noh Y, Dudhia J (2006) A new vertical diffusion package with an explicit treatment of entrainment processes. *Mon Wea Rev* 134 :2318–2341, DOI 10.1175/MWR3199.1 [b](#), [b](#)
- Hong SY (2010) A new stable boundary-layer mixing scheme and its impact on the simulated East Asian summer monsoon. *Q J R Meteorol Soc* 136 :1481–1496, DOI 10.1002/qj.665 [b](#)
- Hong SY, Pan HL (1996) Nonlocal boundary layer vertical diffusion in a medium-range forecast model. *Mon Wea Rev* 124 :2322–2339, DOI 10.1175/1520-0493(1996)124<2322 :NBLVDI>2.0.CO ;2 [b](#)
- Huffman G, Adler R, Bolvin D, Gu G, Nelkin E, Bowman K, Hong Y, Stocker E, Wolff D (2007) The TRMM multi-satellite precipitation analysis : Quasi-global, multi-year, combined-sensor precipitation estimates at fine scale. *J Hydrometeor* 8 :38–55, DOI 10.1175/JHM560.1 [b](#)

- Hutchinson DK, Hogg AMC, Blundell JR (2010) Southern Ocean response to relative velocity wind stress forcing. *J Phys Oceanogr* 40 :326–339, DOI 10.1175/2009JPO4240.1 [V.1.3](#)
- Janjic ZI (1994) The step–mountain eta coordinate model : Further developments of the convection, viscous sublayer, and turbulence closure schemes. *Mon Wea Rev* 122 :927–945, DOI 10.1175/1520-0493(1994)122<0927 :TSMECM>2.0.CO;2 [b](#)
- Janjic ZI (2002) Nonsingular implementation of the Mellor–Yamada level 2.5 scheme in the NCEP Meso model. NCEP Office Note No. 437 :61 pp [b](#)
- Jin X, Dong C, Kurian J, McWilliams JC, Chelton DB, Li Z (2009) SST–wind interaction in Coastal Upwelling : Oceanic simulation with empirical coupling. *J Phys Oceanogr* 39 :2957–2970, DOI 10.1175/2009JPO4205.1 ([document](#)), [b](#), [a](#), [b](#), [a](#), [V.2.3](#)
- Jouanno J, Sheinbaum J (2013) Heat balance and eddies in the Caribbean Upwelling System. *J Phys Oceanogr* 43 :1004–1014, DOI 10.1175/JPO-D-12-0140.1 [a](#)
- Kain JS (2004) The Kain–Fritsch convective parameterization : An update. *J Appl Meteor* 43 :170–181, DOI 10.1175/1520-0450(2004)043<0170 :TKCPAU>2.0.CO;2 [b](#)
- Kilpatrick T, Schneider N, Qiu B (2014) Boundary layer convergence induced by strong winds across a midlatitude SST front. *J Clim* 27 :1698–1718, DOI 10.1175/JCLI-D-13-00101.1 [a](#), [b](#), [a](#)
- Klein P, Lapeyre G (2009) The oceanic vertical pump induced by mesoscale and submesoscale turbulence. *Annu Rev Mar Sci* 1 :351–375, DOI 10.1146/annurev.marine.010908.163704 [b](#)
- Koseki S, Watanabe M (2010) Atmospheric boundary layer response to mesoscale SST anomalies in the Kuroshio extension. *J Clim* 23 :2492–2507, DOI 10.1175/2009JCLI2915.1 [a](#)
- Kurian J, Colas F, Capet X, McWilliams J, Chelton D (2011) On the properties of eddies in the California Current System. *J Geophys Res* 116 :C08,027, DOI 10.1029/2010JC006895 [a](#), [I.9](#)
- Kuwano-Yoshida A, S M, Xie SP (2010) Precipitation response to the Gulf Stream in an atmospheric GCM. *J Clim* 23 :3676–3698, DOI 10.1175/2010jcli3261.1 [b](#), [b](#)
- Lambaerts J, Lapeyre G, Plougonven R, Klein P (2013) Atmospheric response to sea surface temperature mesoscale structures. *J Geophys Res : Atmospheres* 118 :9611–9621, DOI 10.1002/jgrd.50769 [b](#), [III.2.4](#), [VI.1.1](#)
- Large W, Pond S (1981) Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds. *J Phys Oceanogr* 11 :324–336 [V.1.3](#)
- Large WG, Danabasoglu G (2006) Attribution and impacts of upper-ocean biases in CCSM3. *J Clim* 19 :2325–2346, DOI 10.1175/JCLI3740.1 ([document](#)), [c](#)

- Lathuilière C, Echevin V, Lévy M, Madec G (2010) On the role of the mesoscale circulation on an idealized coastal upwelling ecosystem. *J Geophys Res* 115 :C09,018, DOI 10.1029/2009JC005827 [b](#), [b](#)
- Lemarié F (2015) Numerical modification of atmospheric models to include the feedback of oceanic currents on air-sea fluxes in ocean-atmosphere coupled models. Technical Report RT-464, INRIA Grenoble - Rhône-Alpes, <https://hal.inria.fr/hal-01184711/file/RT-464.pdf> [c](#)
- Lett C, Penven P, Ayón P, Freon P (2006) Enrichment, concentration and retention processes in relation to anchovy (*engraulis ringens*) eggs and larvae distributions in the Northern Humboldt Upwelling Ecosystem. *Journal of Marine Systems* 64 :189–200, DOI 10.1016/j.jmarsys.2006.03.012 [b](#)
- Lindzen RS, Nigam S (1987) On the role of sea surface temperature gradients in forcing low level winds and convergence in the Tropics. *J Atmos Sci* 44 :2418–2436, DOI 10.1175/1520-0469(1987)044<2418 :OTROSS>2.0.CO;2 [a](#), [b](#), [IV.1](#), [a](#)
- Liu WT, Zhang A, Bishop JKB (1994) Evaporation and solar irradiance as regulators of sea surface temperature in annual and interannual changes. *J Geophys Res* 99 :12,623–12,637, DOI 10.1029/94JC00604 [a](#)
- Liu WT, Xie X, Niiler PP (2007) Ocean–atmosphere interaction over Agulhas Extension Meanders. *J Climate* 20 :5784–5797, DOI 10.1175/2007JCLI1732.1 [a](#), [a](#), [V.1](#), [V.2.3](#)
- Lévy M, Estubier A, Madec G (2001) Choice of an advection scheme for biogeochemical models. *Geophys Res Let* 28 :3725–3728, DOI : 10.1029/2001GL012947 [a](#)
- Ma CC, Mechoso C, Robertson A, Arakawa A (1996) Peruvian stratus clouds and Tropical Pacific circulation : a coupled ocean–atmosphere GCM study. *J Clim* 9 :1635–1645, DOI 10.1007/s00382-008-0407-5 [a](#)
- Madec G (2008) NEMO ocean engine. Note du Pole de modélisation, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL) 27 :ISSN No 1288–1619 [a](#)
- Maloney ED, Chelton DB (2006) An assessment of the sea surface temperature influence on surface wind stress in numerical weather prediction and climate models. *J Clim* 19 :2743–2762, DOI 10.1175/JCLI3728.1 [b](#)
- Manganello JV, Huang B (2009) The influence of systematic errors in the Southeast Pacific on ENSO variability and prediction in a coupled GCM. *Clim Dyn* 32 (7–8) :015–1034, DOI 10.1007/s00382-008-0407-5 ([document](#)), [c](#)
- Marchesiello P, McWilliams JC, Shchepetkin A (2003) Equilibrium structure and dynamics of the California Current System. *J Phys Oceanogr* 33 :753–783, DOI 10.1175/1520-0485(2003)33<753 :ESADOT>2.0.CO;2 [a](#), [d](#), [d](#)
- Marshall J, Plumb RA (2007) *Atmosphere, Ocean and Climate Dynamics : An Introductory Text*. Elsevier Academic Press, International Geophysics Series vol. 93 ([document](#))

- McGillicuddy DJ, Anderson LA, Bates2 NR, Bibby T, Buesseler KO, Carlson CA, Davis1 CS, Ewart C, Falkowski PG, Goldthwait SA, Hansell DA, Jenkins WJ, Johnson R, Kosnyrev VK, Ledwell JR, Li QP, Siegel DA, Steinberg DK (2007) Eddy/wind interactions stimulate extraordinary mid-ocean plankton blooms. *Science* 316 :5827 :1021–1026, DOI 10.1126/science.1136256 **b**
- Meehl GA, Covey C, McAvaney B, Latif M, Stouffer RJ (2005) Overview of the coupled model intercomparison project. *Bull Am Meteorol Soc* 86 :89–93, DOI 10.1175/BAMS-86-1-89 **a**
- Minobe S, Kuwano-Yoshida A, Komori N, Xie SP, Small RJ (2008) Influence of the Gulf Stream on the troposphere. *Nature* 452 :206–209, DOI 10.1038/nature06690 **b**, **a**, **III.2.4**, **III.2.4**, **VI.1.1**
- Monin AS, Obukhov AM (1954) Basic laws of turbulent mixing in the atmosphere near the ground. *Tr Inst Teor Geofiz Akad Nauk SSSR* 24 :1963–1987 **0.5**, **c**
- Montes I, Colas F, Capet X, Schneider W (2010) On the pathways of the equatorial subsurface currents in the Eastern Equatorial Pacific and their contributions to the Peru-Chile Undercurrent. *J Geophys Res : Oceans* 115, C09003 **b**, **II.23**
- Moulin A, Wirth A (2014) A drag-induced barotropic instability in air-sea interaction. *Journal of Physical Oceanography* 44(2) :733, DOI 10.1175/JPO-D-13-097.1 **a**
- Muhlbauer A, McCoy IL, Wood R (2014) Climatology of stratocumulus cloud morphologies : microphysical properties and radiative effects. *Atmosph Chem Phys* 14(13) :6695–6716 **a**
- Munday D, Zhai X (2015) Sensitivity of southern ocean circulation to wind stress changes : Role of relative wind stress. *Ocean Modelling* 95 :15–24, DOI 10.1016/j.ocemod.2015.08.004 **c**, **V.1.3**
- Nakanishi M, Niino H (2009) Development of an improved turbulence closure model for the atmospheric boundary layer. *J Meteorol Soc Jap* 87 :895–912, DOI 10.2151/jmsj.87.895 **b**, **b**
- Oerder V, Colas F, Echevin V, Codron F, Tam J, Belmadani A (2015) Peru-Chile upwelling dynamics under climate change. *J Geophys Res : Oceans* 120(2) :1152–1172, DOI 10.1002/2014JC010299 **V.1**, **d**
- O'Neill LW (2012) Wind speed and stability effects on coupling between surface wind stress and sst observed from buoys and satellite. *J Climate* 25 :1544–1569, DOI 10.1175/JCLI-D-11-00121.1 **a**
- O'Neill LW, Chelton DB, Esbensen SK (2003) Observations of SST-induced perturbations on the wind stress field over the Southern Ocean on seasonal time scales. *J Climate* 16 :2340–2354, DOI 10.1175/2780.1 **a**
- O'Neill LW, Chelton DB, Esbensen SK, Wentz FJ (2005) High-resolution satellite measurements of the atmospheric boundary layer response to SST variations along the Agulhas Return Current. *J Clim* 18 :2706–2723, DOI 10.1175/JCLI3415.1 **b**

- O'Neill LW, Chelton DB, Esbensen SK (2010a) The effects of SST-induced surface wind speed and direction gradients on midlatitude surface vorticity and divergence. *J Clim* 23 :255–281, DOI 10.1175/2009JCLI2613.1 [0.15](#), [0.4.2](#), [a](#)
- O'Neill LW, Esbensen SK, Thum N, Samelson RM, Chelton DB (2010b) Dynamical analysis of the boundary layer and surface wind responses to mesoscale SST perturbations. *J Clim* 23 :559–581, DOI 10.1175/2009JCLI2662.1 [a](#), [a](#), [b](#), [b](#), [c](#), [a](#), [III.2.1](#), [VI.1.1](#)
- O'Neill LW, Chelton DB, Esbensen SK (2012) Covariability of surface wind and stress responses to sea surface temperature fronts. *J Clim* 25 :5916–5942, DOI 10.1175/JCLI-D-11-00230.1 [b](#), [0.4.2](#), [a](#), [a](#), [b](#)
- Paulson CA (1970) The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer. *J Appl Meteor Climatol* 9 :857–861, DOI 10.1175/1520-0450(1970)009<0857 :TMROWS>2.0.CO ;2 [b](#)
- Perlin N, de Szoeke SP, Chelton DB, Samelson RM, Skillingstad ED, O'Neill LW (2014) Modeling the atmospheric boundary layer wind response to mesoscale sea surface temperature perturbations. *Mon Wea Rev* 142 :4284–4307, DOI 10.1175/MWR-D-13-00332.1 [b](#), [a](#), [b](#), [c](#), [a](#), [III.2.1](#), [III.2.4](#), [V.1](#)
- Piazza M, Terray L, Boé J, Maisonnave E, Sanchez-Gomez E (2015) Influence of small-scale North Atlantic sea surface temperature patterns on the marine boundary layer and free troposphere : a study using the atmospheric ARPEGE model. *Clim Dyn* pp 1–19, DOI 10.1007/s00382-015-2669-z ([document](#)), [b](#), [a](#), [a](#), [V](#), [b](#)
- Putrasahan DA, Miller AJ, Seo H (2013) Regional coupled ocean–atmosphere downscaling in the Southeast Pacific : impacts on upwelling, mesoscale air–sea fluxes, and ocean eddies. *Ocean Dynam* 63 :463–488, DOI 10.1007/s10236-013-0608-2 [a](#), [b](#)
- Rahn RG D, Rutllant J (2010) The low-level atmospheric circulation near Tongoy Bay / Point Lengua de Vaca (Chilean coast, 30 °S). *Mon Wea Rev* 139 :3628–3647, DOI 10.1175/MWR-D-11-00059.1. [III.2.3](#)
- Renault L, Hall A, McWilliams JC (2015) Orographic shaping of US West Coast wind profiles during the upwelling season. *Clim Dyn* 46 :273–289, DOI 10.1007/s00382-015-2583-4 [b](#), [V.2.3](#)
- Resplandy L, Lévy M, Madec G, Pous S, Aumont O, Kumar D (2011) Contribution of mesoscale processes to nutrient budgets in the Arabian Sea. *J Geophys Res* 116 :C11,007, DOI 10.1029/2011JC007006 [a](#)
- Reynolds RW, Rayner NA, Smith TM, Stokes DC, Wang W (2002) An improved in situ and satellite SST analysis for climate. *J Climate* 15 :1609–1625, DOI 10.1175/1520-0442(2002)015 [d](#)
- Rhein M, Rintoul S, Aoki S, Campos E, Chambers D, Feely R, Gulev S, Johnson G, Josey S, Kostianoy A, Mauritzen C, Roemmich D, Talley L, Wang F (2013) Observations : Ocean. *Climate Change 2013 : The Physical Science Basis Contribution of*

- Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change Cambridge University Press Cambridge University Press :Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA ([document](#))
- Samelson RM, Skillingstad ED, Chelton DB, Esbensen SK, O'Neill LW, Thum N (2006) On the coupling of wind stress and sea surface temperature. *J Clim* 19 :1557–1566, DOI 10.1175/JCLI3682.1 [a](#)
- Samson G, Masson S, Lengaigne M, Keerthi MG, Vialard J, Pous S, Madec G, Jourdain NC, Jullien S, Menkes C, Marchesiello P (2014) The NOW regional coupled model : Application to the tropical Indian Ocean climate and tropical cyclone activity. *J Adv Mod Earth Sys* 6(3) :700–722, DOI 10.1002/2014MS000324 [a](#)
- Schiffer RA, Rossow WB (1983) The International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP) : The first project of the World Climate Research programme. *Bull Am Meteorol Soc* 64 :779–784 [c](#)
- Schneider T, Bischof T, Haug GH (2014) Migrations and dynamics of the Intertropical Convergence Zone. *Nature* 513 :45–53, DOI 10.1038/nature13636 [a](#)
- Seo H, Miller AJ, Norris JR (2015) Eddy-wind interaction in the California Current System : dynamics and impacts. *J Phys Oceanogr* 46, 439–459, DOI 10.1175/JPO-D-15-0086.1 [b](#), [b](#), [d](#), [V.1.3](#), [V.2.3](#)
- Shuckburgh E, Maze G, Ferreira D, Marshall J, Jones H, Hill C (2011) Mixed layer lateral eddy fluxes mediated by air-sea interaction. *J Phys Oceanogr* 41 :130–144, DOI 10.1175/2010JPO4429.1 [b](#), [VI.1.3](#)
- Skamarock W, Klemp J (2008) A time-split nonhydrostatic atmospheric model for weather research and forecasting applications. *J Comp Phys* 227 :3465–3485, DOI 10.1016/j.jcp.2007.01.037 [a](#)
- Small RJ, Xie SP, Wang Y, Esbensen SK, Vickers D (2005) Numerical simulation of boundary layer structure and cross-equatorial flow in the Eastern Pacific. *J Atmos Sci* 62 :1812–1830, DOI 10.1175/JAS3433.1 [a](#)
- Small RJ, deSzoeke SP, Xie SP, O'Neill L, Seo H, Song Q, Cornillon P, Spall M, Minobe S (2008) Air-sea interaction over ocean fronts and eddies. *Dyn Atmos Oceans* 45 :274–319, DOI 10.1016/j.dynatmoce.2008.01.001 [b](#), [III.2.2](#)
- Small RJ, Tomas RA, Bryan FO (2014) Storm track response to ocean fronts in a global high-resolution climate model. *Clim Dyn* 43 :805–828, DOI 10.1007/s00382-013-1980-9 [V](#)
- Song Q, Cornillon P, Hara T (2006) Surface wind response to oceanic fronts. *J Geophys Res* 111 :C12,006, DOI 10.1029/2006JC003680. [a](#), [c](#)
- Song Q, Chelton DB, Esbensen SK, Thum N, O'Neill LW (2009) Coupling between sea surface temperature and low-level winds in mesoscale numerical models. *J Climate* 22 :146–164, DOI 10.1175/2008JCLI2488.1 [a](#)

- Spall MA (2007) Midlatitude wind stress–sea surface temperature coupling in the vicinity of oceanic fronts. *J Clim* 20 :3785–3801, DOI 10.1175/JCLI4234.1 [a](#), [a](#)
- Strub PT, Mesias JM, Montecino V, Ruttlant J, Salinas S (1998) Coastal ocean circulation off Western South America. *The Sea* vol 11, chap 10 :29–67 [a](#), [0.2.2](#)
- Sweet W, Fett R, Kerling J, La Violette P (1981) Air–sea interaction effects in the lower troposphere across the north wall of the Gulf Stream. *Mon Wea Rev* 109 :1042–1052, DOI 10.1175/1520-0493(1981)109<1042 :ASIEIT>2.0.CO;2 [a](#)
- Thomas LN, Tandon A, Mahadevan A (2008) Submesoscale processes and dynamics, in ocean modeling in an eddying regime. (eds M W Hecht and H Hasumi) American Geophysical Union, Washington, D. C. :17–38, DOI 10.1029/177GM04 [b](#)
- Ulloa O, Escribano R, Hormazabal S, Quiñones RA, González RR, Ramos M (2001) Evolution and biological effects of the 1997–98 El Niño in the upwelling ecosystem off Northern Chile. *Geophysical Research Letters* 28(8) :1591–1594, DOI 10.1029/2000GL011548 [c](#)
- UNESCO (2001) Urban development and freshwater resources webpage. United Nations Educational, Scientific and Cultural Organization [Www.unesco.org/csi/pub/info/info54.htm](http://www.unesco.org/csi/pub/info/info54.htm) ([document](#))
- Valcke S, Craig T, Coquart L (2013) OASIS3-MCT user guide, OASIS3-MCT 2.0. Tech. rep., CERFACS/CNRS SUC URA No 1875 [a](#)
- Vallis GK (2006) *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, U.K. [a](#)
- Wallace JM, Mitchell TP, Deser C (1989) The influence of sea surface temperature on surface wind in the Eastern Equatorial Pacific : seasonal and interannual variability. *J Clim* 2 :1492–1499, DOI 10.1175/1520-0442(1989)002<1492 :TIOSST>2.0.CO;2 [a](#)
- Wang C, Zhang L, Lee SK, Wu L, Mechoso CR (2014) A global perspective on CMIP5 climate model biases. *Nat Clim Change* 4 :201–205, DOI 10.1038/nclimate2118 [c](#)
- Webb D, de Cuevas B, Richmond C (1998) Improved advection schemes for ocean models. *J Atmos Ocean Technol* 15(5) :1171–1187, DOI 10.1175/1520-0426(1998)015<1171 :IASFOM>2.0.CO;2 [a](#)
- Wood R, Mechoso CR, Bretherton CS, Weller RA, Huebert B, Straneo F, Albrecht BA, Coe H, Allen G, Vaughan G, Daum P, Fairall C, Chand D, Gallardo Klenner L, Garreaud R, Grados C, Covert DS, Bates TS, Krejci R, Russell LM, de Szoeke S, Brewer A, Yuter SE, Springston SR, Chaigneau A, Toniazzo T, Minnis P, Palikonda R, Abel SJ, Brown WOJ, Williams S, Fochesatto J, Brioude J, Bower KN (2011) The VAMOS ocean-cloud-atmosphere-land study regional experiment (VOCALS-REx) : goals, platforms, and field operations. *Atm Chem Phys* 11 :627–654, DOI 10.5194/acp-11-627-2011 [a](#), [I.1](#)

- Wyant MC, Wood R, Bretherton CS, Mechoso CR, Bacmeister J, Balmaseda MA, Barrett B, Codron F, Earnshaw P, Fast J, Hannay C, Kaiser JW, Kitagawa H, Klein SA, Köhler M, Manganello J, Pan HL, Sun F, Wang S, Wang Y (2010) The PreVOCA experiment : modeling the lower troposphere in the Southeast Pacific. *Atmos Chem Phys* 10(10) :4757–4774, DOI 10.5194/acp-10-4757-2010 [a](#), [b](#)
- Xie SP (2004) Satellite observations of cool ocean–atmosphere interaction. *Bull Am Meteorol Soc* 85 :195–208, DOI 10.1175/BAMS-85-2-195 [a](#)
- Zhai X, Greatbatch RJ (2007) Wind work in a model of the northwest Atlantic ocean. *Geophys Res Lett* 34 :L04,606, DOI 10.1029/2006GL028907 [b](#), [c](#), [V.1.3](#), [V.2.3](#)
- Zhang YC, Rossow WB, Lacis AA, Oinas V, Mishchenko MI (2004) Fluxes from the surface to top of atmosphere based on ISCCP and other global data sets : Refinements of the radiative transfer model and the input data. *J Geophys Res* 109 :D19,105, DOI 10.1029/2003JD004457 [c](#)

Sujet : Interactions couplées océan-atmosphère à méso-échelle dans le Pacifique Sud-Est

Résumé : Cette thèse s'intéresse aux interactions entre l'océan et l'atmosphère dans le Pacifique Sud-Est, à des échelles comprises entre 10 et 300 km ("meso-échelle" océanique). Des observations satellites et un modèle couplé à haute résolution ($1/12^\circ$) sont utilisés pour caractériser la relation entre la meso-échelle de température de surface de la mer (SST) et celle de l'intensité de la tension de vent (TV). L'intensité de la réponse de la TV aux anomalies de SST présente des variations spatiales et saisonnières marquées. Une analyse de l'ajustement de la couche limite atmosphérique aux anomalies de SST dans les simulations numériques permet d'expliquer l'origine et l'intensité des variations de TV et de vitesse du vent. L'étude du bilan de quantité de mouvement montre que les anomalies de la vitesse du vent près de la surface sont créées par les anomalies du terme de mélange turbulent.

Le modèle couplé a également permis d'étudier la réponse océanique à la modulation des flux à l'interface air-mer par la meso-échelle de courant de surface et de SST. D'une part, près de la côte, la réponse de la TV à la présence du front de SST diminue l'intensité de l'upwelling et la génération d'énergie cinétique turbulente (EKE) par instabilité barocline. La réponse de l'atmosphère à la meso-échelle de SST a également une rétroaction négative sur les anomalies de SST. D'autre part, la modulation de la TV par les courants de surface diminue la génération d'EKE due au travail des anomalies de TV, et crée un pompage d'Ekman atténuant les anomalies de niveau de la mer associées aux tourbillons meso-échelle.

Mots clés : Climat, Océan, couplage océan-atmosphère, Méso-échelle, Pacifique Sud-Est, Système d'upwelling de bord Est

Subject : Mesoscale air-sea interactions in the South-East Pacific

Résumé : This PhD thesis studies the air/sea interactions at the oceanic mesoscale (10-300 km) in the South-East Pacific and their consequences on the oceanic mesoscale activity. Satellite observations and a high-resolution regional ocean-atmosphere coupled model are used to characterize the mesoscale Sea Surface Temperature (SST)-wind stress (WS) interactions. The intensity of the WS response to SST displays similar spatial and seasonal variability both in the model and the observations. The simulation is further analyzed to study this variations and to understand the boundary layer adjustment mechanisms. A momentum balance evidenced that the near surface wind anomalies are created by anomalies of the turbulent mixing term.

The consequences on the ocean dynamics of the modulation of air-sea momentum, heat and fresh water fluxes by mesoscale SST and surface current are investigated using a set of sensitivity experiments. On one hand, near the coast, the WS response to the upwelling SST front decreases both the upwelling and the eddy kinetic energy (EKE) generation through baroclinic conversion. A negative feedback of the atmospheric response on the SST anomalies amplitude is also evidenced. On the other hand, the WS modulation by oceanic surface currents decreases the EKE generation by the mesoscale wind work. It also creates an Ekman pumping attenuating the sea surface height anomalies associated to the coherent eddies.

Keywords : Climate, Air-sea coupling, Mesoscale, South-East Pacific, Eastern Boundary Upwelling System